

**Propriétés optiques dans l'infrarouge lointain et de
transport électrique de systèmes électroniques à basse
dimensionnalité**

par

Jacques Lefebvre

Thèse présentée au département de physique en vue de
l'obtention du grade de docteur es sciences (Ph. D.)

**Faculté des sciences
Université de Sherbrooke**

Sherbrooke, Québec, Canada, 28 juillet 1997



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

Our file *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-26388-6



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Faculté des sciences

Sherbrooke (Québec)
CANADA J1K 2R1

Le 5 septembre 1997, le jury suivant a accepté cette thèse, dans sa version finale.

Président-rapporteur:	M. Alain Caillé Département de physique	_____
Membre:	M. Jacques Beauvais Département génie électrique	_____
Membre:	M. Jean Beerens Département de physique	_____
Membre:	M. Claude Bourbonnais Département de physique	_____
Examineur Externe	M. Tom Timusk McMaster University	_____

Sommaire

Cette thèse présente une étude expérimentale de deux systèmes ayant des propriétés physiques particulières découlant de leur caractère anisotrope. Le premier système est un conducteur organique quasi-unidimensionnel, le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$. Le second est un système mésoscopique basé sur une hétérostructure à base de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ pour lequel la dimensionalité peut être variée continuellement entre deux et un. En dimension un, ce système porte le nom de fil quantique.

Pour le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$, une mesure de la photoconductivité dans l'infrarouge lointain a permis d'identifier une résonance dans la phase onde de densité de spin sous champ magnétique (ou ODSIC). Cette résonance, visible dans la gamme de longueurs d'onde entre 410 et 599 μm , se déplace vers les forts champs magnétiques avec l'augmentation de l'énergie du photon. Malgré qu'elle s'apparente à une résonance cyclotron, un calcul théorique du coefficient d'absorption a montré qu'elle est intimement liée à la phase ODSIC et que son énergie est donnée par $\sqrt{4\delta_N^2 + \omega_c^2}$ avec δ_N , l'amplitude de la bande interdite ODSIC au niveau de Fermi et ω_c , l'énergie cyclotron.

Le gaz d'électrons dans une hétérostructure à base de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ a été étudié dans les régimes dimensionnels entre deux et un (de 2D à quasi-1D en passant par quasi-2D). En combinant des mesures de transport électrique à des mesures de transmission optique dans l'infrarouge lointain obtenues quasi-simultanément sur un même échantillon, plusieurs conclusions émergent. Entre autres, trois régimes de modulation sont identifiés et à leurs frontières, des signes distinctifs apparaissent autant dans les mesures de transport que dans les mesures de la transmission optique. Une analyse globale permet de dégager une vue cohérente des modes collectifs dans les différents régimes dimensionnels.

Remerciements

Je tiens à remercier les personnes et les organismes ayant contribué au bon déroulement de cette thèse. Par ordre d'importance,

Claude Bourbonnais pour m'avoir permis mes premiers contacts avec la recherche universitaire lors de stages durant mon baccalauréat. Ensuite, en tant que co-directeur de mes études graduées, il a su offrir, grâce à sa grande connaissance théorique des conducteurs organiques, une supervision des plus adéquate. Je tiens à souligner particulièrement les opportunités de visibilité à des conférences internationales (ICSM'92 et ICSM'96).

Jean Beerens pour m'avoir accueilli une première fois dans son laboratoire au cours de ma dernière année du baccalauréat (travaux pratiques avancés). Ensuite, en tant que co-directeur de mes études graduées, il a su guider et stimuler l'ensemble des recherches tout en étant très attentif et disponible. Je tiens aussi à souligner les opportunités de visibilité à des conférences nationales et internationales (Conférence canadienne sur la technologie des semiconducteurs '95 et '97, et ECAMI'96).

Les fonds **F.C.A.R.**, le **C.R.S.N.G.** et le **C.R.P.S.** pour leur soutien financier au cours de ces années.

Le **C.N.R.C.** pour avoir fourni les hétérostructures de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ et les réseaux de fils quantiques. Dans ce groupe, je tiens à mentionner les noms de Andy Sachrajda, de Yan Feng, de Peter Coleridge et de Zbigniew Wasilewski.

Le groupe **M.C.M.** et le département génie électrique de l'université de Sherbrooke, en particulier Jacques Beauvais et Eric Lavallée, pour leur travail sur la fabrication des réseaux de fils quantiques.

Le **Laboratoire de physique des solides** et l'université de Paris-Sud, pour avoir fourni les échantillons de $(TMTSF)_2ClO_4$.

Le **personnel technique**, Jacques Corbin, Marcel Zakorzermy, Luc Laliberté, Pierre Côté, Chantal Julien, Mario Castonguay et Stéphane Pelletier pour tous les services qu'ils ont pu rendre et les bons conseils qu'ils ont pu donner.

Remerciements

Daniel Auger pour la conception du pyromètre au $LiTaO_3$ et aussi pour ses conseils pratiques concernant l'optimisation de circuits de mesure.

Laurent G. Caron pour les discussions sur le $(TMTSF)_2ClO_4$.

Nicolas Dupuis pour les discussions de nature physique ainsi que de technicalités théoriques en regard avec le 'Modèle Standard'.

Mes **confrères étudiants** et mes **amis sportifs** pour avoir rendu inoubliables toutes ces années.

Finalement, aux personnes chères et amis de longue date, pour votre présence et votre écoute.

Merci.

Table des matières

Sommaire	i
Remerciements	ii
Table des matières	iv
Liste des figures et graphiques	vii
Liste des tableaux	xiv
Introduction	1
Chapitre 1 Techniques expérimentales	5
1.1 Introduction	5
1.2 Échantillons	5
1.2 a) Sels de Bechgaard	5
1.2 b) Réseau de fils quantiques	7
1.3 Transport électrique	13
1.3 a) Techniques de mesure	13
1.3 b) Améliorations au montage expérimental	14
1.4 Infrarouge lointain	17
1.4 a) Production	17
1.4 b) Détection	20
1.4 c) Améliorations au montage expérimental	26

Table des matières

1.5	Transmission optique	28
1.5 a)	Transmission totale	28
1.5 b)	Transmission relative; technique de modulation	29
1.6	Photoconductivité	32
Chapitre 2 Onde de densité de spin induite par le champ magnétique: coefficient d'absorption		33
2.1	Introduction	33
2.2	Conducteurs organiques quasi-1D: généralités	33
2.3	Onde de densité de spin induite par le champ magnétique: 'Modèle Standard'	36
2.4	Absorption optique	39
2.4 a)	Ordre zéro ou approximation à une bande interdite	43
2.4 b)	Ordre un ou approximation à plusieurs bandes interdites	47
Chapitre 3 $(TMTSF)_2ClO_4$: résultats de photoconductivité		53
3.1	Introduction	53
3.2	Photoconductivité ou réponse bolométrique	53
3.3	Résonance dans la phase induite par le champ magnétique	59
Chapitre 4 Réseaux de fils quantiques: généralités		67
4.1	Introduction	67
4.2	Transport électrique	67
4.2 a)	Gaz électronique bi-dimensionnel	67
4.2 b)	Modulation latérale faible de la concentration électronique 2D	72
4.2 c)	Confinement 1D, sous-bandes magnéto-électriques et dépopulation	74

Table des matières

4.3	Excitations optiques	83
4.3 a)	Théorème de Kohn	84
4.3 b)	Modes collectifs	89
 Chapitre 5 Réseaux de fils quantiques: résultats expérimentaux		96
5.1	Introduction	96
5.2	Modulation faible	100
5.2 a)	Modes de Bernstein	115
5.3	Modulation intermédiaire et forte.	127
5.4	Sommaire	135
 Chapitre 6 Conclusion		138
 Bibliographie		142

Liste des figures et graphiques

- 1.1: En haut à gauche: molécule de tétraméthyl-tétrasélénia-fulvalène (a). En haut à droite: molécules de perchlorate et de hexafluorophosphate (b et c). En bas: arrangement cristallin du $(TMTSF)_2ClO_4$ (d). 6
- 1.2: En haut: succession de couches de $GaAs$ et $Al_xGa_{1-x}As$ constituant l'hétérostructure permettant le confinement du gaz d'électrons à l'interface $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$. La grille métallique en surface est aussi illustrée. En bas: structure de bande correspondant à l'hétérostructure ci-haut ainsi qu'au #2 du texte. Les figures sont tirées de la référence [1]. 8
- 1.3: Vue de dessus de l'échantillon. On aperçoit la mesa en croix délimitée par les douze contacts ohmiques (injection de courant, de mesure de la résistance et de mesure de la tension de Hall) d'une apparence grise et rugueuse. La grille repose au centre de la mesa (carré blanc) et son contact est réalisé par les quatre bandes claires. En haut: illustration qui montre comment le contact entre les 500 fils de Ni/Cr et la mince bande d'or est réalisé. L'utilisation du polyimide est nécessaire pour éviter la déplétion des électrons sous les minces bandes d'or (en hachuré noir). 10
- 1.4: Porte-échantillon utilisés pour les mesures de transport électrique et de photoconductivité sur les conducteurs organiques. Le porte-échantillon du bas peut, grâce à ses petites dimensions, être utilisé dans une cellule de pression. 16
- 1.5: Extrémité de la canne porte-échantillon utilisée pour les mesures de la transmission optique dans l'infrarouge lointain. a) cône concentrant la lumière sur l'échantillon. b) polariseur linéaire rotatif. c) support de l'échantillon monté sur un petit cône. 19
- 1.6: En haut: résistance d'un film de bismuth en fonction de la température montrant un comportement semi-métallique. En bas: réponse du film de bismuth calculée à partir de l'équation donnée dans le texte. 23
- 1.7: Résistance du film de bismuth en fonction de la puissance absorbée telle qu'obtenue de la caractéristique I-V et de l'équation donnée dans le texte. En médaillon: variation de la résistance sous l'effet d'un éclairage avec un laser He-Ne de 1.2 mW. 24
- 1.8: Réponse en courant et en fréquence du détecteur au bismuth. 25
- 1.9: Améliorations au montage IRL: entrée des gaz (a), cône surdimensionné (b),

séparateur de faisceau (c), pyromètre au $LiTaO_3$ (d), configuration des tubes de laiton (e) et entrée des gaz pour le laser CO_2 (f).	27
1.10: Schéma du montage expérimental pour les mesures de la transmission IRL: technique de transmission totale. La tension sur la grille (appliquée par rapport au gaz 2D) est fixe au cours du temps. La détection du signal au bolomètre (D2) s'effectue à la fréquence de modulation de l'intensité laser (400 Hz). La technique de ratio numérique est utilisée, laquelle nécessite un second détecteur (D1) et la séparation du faisceau laser.	30
1.11: Schéma du montage expérimental pour les mesures de la transmission IRL: technique de transmission en modulation. La tension sur la grille (appliquée par rapport au gaz 2D) est modulée au cours du temps entre la valeur appliquée et une valeur de référence. La détection du signal au bolomètre (D2) s'effectue à la fréquence de modulation de la tension de grille (11 Hz). La technique de ratio numérique est aussi utilisée.	31
2.1: En bas: surfaces de Fermi typique d'un conducteur organique. Au centre et en haut: déplacement du feuillet gauche de la surface de Fermi sur le feuillet droit montrant la symétrie d'emboîtement. Au centre: emboîtement parfait. En haut: emboîtement imparfait.	34
2.2: Susceptibilité du gaz d'électrons présentant des maxima en fonction du vecteur d'emboîtement. Le vecteur d'emboîtement est quantifié par le champ magnétique (référence [2]).	37
2.3: Coefficient d'absorption dans l'approximation à une bande interdite (SGA). Le résultat est similaire au cas Peierls mais avec une bande interdite (δ_N) dont l'amplitude dépend du champ magnétique.	44
2.4: Représentation dans l'espace réel de l'appariement de l'électron et du trou dans la N^e phase ODSIC. À gauche: excitation à $2\delta_N$ qui correspond à briser une paire électron-trou et à la retrouver séparée de N chaînes. Les ellipses concentriques illustrent une paire appariée ($N = 5$) et l'ondulation dans le plan des chaînes montre le mouvement des particules libres sous champ magnétique. À droite: excitation à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$ qui correspond à briser une paire électron-trou et à la retrouver séparée de $N + m$ chaînes ($m = 2$).	46
2.5: Spectre d'énergie dans la phase condensée ODSIC $N = 2$ obtenu du 'Modèle Standard'. Les traits pointillés illustrent les transitions optiques pour les deux approximations considérées (ordres zéro et un). Les indices 1 et 2 pour chaque extrémum de bande identifient la symétrie de l'état en ces points (figure modifiée tirée de la référence [3]).	48

Liste des figures et graphiques

2.6:	En haut: amplitude de la bande interdite au niveau de Fermi en fonction du champ magnétique dans l'approximation à plusieurs bandes interdites. En bas: rapport entre δ_N et T_C en fonction du champ magnétique montrant une oscillation autour de la prédiction BCS.	50
2.7:	Evolution de l'énergie des trois premiers pics d'absorption en fonction du champ magnétique obtenue à partir des données de la figure précédente.	51
3.1:	Photoconductivité = réponse bolométrique. En bas: deux courbes de magnétorésistance obtenues à des températures voisines (3.1 et 3.2 K). En haut: la différence entre ces deux courbes (trait pointillé) est comparée au signal de photoconductivité obtenu à $254 \mu\text{m}$ dans les mêmes conditions expérimentales.	54
3.2:	Photoconductivité = réponse bolométrique. Série de courbes de photoconductivité mesurée entre 4.25 et 1.8 K montrant le renversement des oscillations rapides présentes dans la magnétorésistance.	56
3.3:	Série de spectres de photoconductivité obtenue entre 185 et $460 \mu\text{m}$. Les courbes en traits pointillés sont obtenues d'une moyenne sur les courbes où la résonance est absente. La présence de la résonance est mise en évidence par l'aire ombragée.	60
3.4:	Série de spectres de photoconductivité obtenue entre 469 et $919 \mu\text{m}$. Les courbes en traits pointillés sont obtenues d'une moyenne sur les courbes où la résonance est absente. La présence de la résonance est mise en évidence par l'aire ombragée.	61
3.5:	Energie du photon en fonction de la position de la résonance. Les cercles sont les résultats expérimentaux de photoconductivité. Les carrés sont les résultats de la référence [4] obtenus par transmission optique. Les traits continus sont obtenus du calcul théorique du coefficient d'absorption basé sur le 'Modèle Standard'. Les losanges représentent l'énergie de la bande interdite obtenue des T_c expérimentales et de la relation BCS.	63
4.1:	Dépopulation magnétique des niveaux de Landau. Énergie des niveaux de Landau (traits minces) et position du niveau de Fermi (trait épais) en fonction du champ magnétique ($N_s = 2.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$).	69
4.2:	Energie des sous-bandes électriques en fonction du champ magnétique. Un confinement de forme parabolique est considéré ($\omega_o = 1 \text{ meV}$). Les traits pointillés montrent le cas 2D.	75
4.3:	Energie du fond de la sous-bande électrique en fonction de l'intensité du potentiel de confinement (tension de grille). La position du niveau de Fermi se retrouve successivement dans les sous-bandes $n, n - 1, n - 2, \dots$ [5]	77

Liste des figures et graphiques

- 4.4: **Potentiels nu et effectif.** En haut: le **potentiel nu** parabolique (trait discontinu) est écranté par les électrons produisant un **potentiel effectif** aplati (trait continu). Le trait pointillé montre le profil du **potentiel nu** permettant d'obtenir un **potentiel effectif** parabolique (trait discontinu). En bas: distribution des charges électriques pour les **potentiels nu** (trait continu) et **effectif** (trait discontinu) de forme parabolique. [6] 'Z' correspond à 'X' dans le texte. 80
- 4.5: En haut: illustration de l'effet du champ magnétique sur les processus de rétrodiffusion sur les parois rugueuses des fils quantiques. En bas: focalisation électronique où les électrons sortant d'un fil quantique voient leur trajectoire courber sous l'effet du champ magnétique de manière à se retrouver dans le q^e fil voisin. 82
- 4.6: Spectre d'absorption associé à des **potentiels nu** (trait continu) et **effectif** (trait discontinu) paraboliques de même amplitude. Les potentiels correspondants sont illustrés à la figure 4.4. 86
- 4.7: Propriétés du **potentiel nu** parabolique. En haut à gauche: trois potentiels nus; le potentiel parabolique apparaît en traits discontinus. En haut à droite: distribution spatiale des électrons pour un **potentiel nu** parabolique en fonction de la concentration électronique. Au centre: niveaux d'énergie du **potentiel effectif** en fonction de la concentration électronique. En bas à gauche: dispersion du plasmon confiné (ω_p^{10}) ou mode de Kohn dans ce cas-ci. En bas à droite: énergie des modes collectifs en fonction de la concentration électronique pour le cas du **potentiel nu** parabolique. [7] 87
- 4.8: Dispersion du mode plasmon du gaz d'électrons modulé obtenue par le repliement de la relation de dispersion du plasmon 2D dans la zone de Brillouin réduite. 90
- 5.1: Résistance électrique à champ magnétique nul dans les configurations parallèle et perpendiculaire en fonction de la tension appliquée sur la grille. Deux valeurs caractéristiques de la tension de grille, V_{g1} et V_{g2} , sont utilisées pour démarquer les différents régimes de modulation. Dans ce cas-ci, $V_{g1} = -0.43$ V et $V_{g2} = -0.64$ V. 97
- 5.2: Schématisation de l'effet de la tension de grille sur le profil de la bande de conduction en fonction de la coordonnée latérale dans le régime de modulation faible $V_g > V_{g1}$. La figure du haut montre la condition pour $V_g = V_{g1}$. 99
- 5.3: Magnétorésistance dans la configuration perpendiculaire. Les oscillations de Weiss sont visibles de même qu'une importante magnétorésistance parabolique. 101
- 5.4: La magnétorésistance parabolique des courbes de la figure précédente a été soustraite pour mettre en évidence les oscillations de Weiss. 102

Liste des figures et graphiques

- 5.5: Magnétorésistance dans la configuration parallèle. Les oscillations de Weiss sont visibles et sont inversées par rapport à la configuration perpendiculaire. 103
- 5.6: Concentration électronique moyenne obtenue à partir des oscillations de Weiss comparée à la prédiction de la capacité (trait continu). Les traits pointillés montrent la résistance dans les configurations parallèle et perpendiculaire. Les cercles ouverts sont le résultat de la mesure de transmission optique. Les courbes pointillées représentent la résistivité normalisée dans les configurations parallèle et perpendiculaire. Ces résultats sont obtenus pour des conditions sans éclairnement de l'échantillon. $V_{g1} = -0.27$ V et $V_{g2} = -0.36$ V. 106
- 5.7: Résistance en fonction de la tension de grille dans la configuration parallèle (traits pointillés) pour divers champs magnétiques montrant la disparition des oscillations de Weiss à V_{g1} . $B = 0.38, 0.42, \dots, 0.58$ T correspondant à $n = 1$ des oscillations de Weiss. La résistance à champ magnétique nul dans les deux configurations est aussi présentée (traits continus). 107
- 5.8: Contribution parabolique à la magnétorésistance dans la configuration perpendiculaire. Les deux figures montrent l'évolution temporelle α . En haut: immédiatement après le cycle thermique. En bas: après quelques jours. 109
- 5.9: Spectres de transmission optique à $163 \mu\text{m}$ dans le régime faiblement modulé montrant le mode plasmon 2D relié à modulation latérale. En haut: transmission totale obtenue à l'aide de la technique habituelle. En bas: contribution à la transmission totale associée à la région sous la grille et obtenue en utilisant la technique de modulation temporelle de la tension de grille. La tension de grille de référence est $V_{go} = -0.22$ V. L'importante structure qui se développe autour de 4.4 T dans les deux figures est la résonance cyclotron; cette structure apparaît avec une phase différente selon la technique de mesure employée. 112
- 5.10: Échelle de gauche: données obtenues des spectres de transmission tracées sur un graphique universel de l'énergie au carré en fonction de la tension de grille. Échelle de droite: résistance à champ magnétique nul (dans les conditions correspondantes) mesurée dans les configurations parallèle et perpendiculaire. La ligne discontinue est l'énergie du mode plasmon en considérant la validité du modèle de la capacité. Le graphique du haut (bas) est obtenu pour la condition avec (sans) éclairnement. 116
- 5.11: Spectres de transmission pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ pour diverses tensions de grille obtenus avec la technique de modulation montrant la présence des modes de Bernstein. Ces données sont obtenues pour une condition sans éclairnement de l'échantillon. Les structures dont la position apparaît indépendante de la tension de grille sont reliées à la tension de référence V_{go} . 118

Liste des figures et graphiques

- 5.12: Spectres de transmission pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$ pour diverses tensions de grille obtenus avec la technique de modulation montrant la présence des modes de Bernstein. Ces données sont obtenues pour une condition après éclaircissement de l'échantillon. Les structures dont la position apparaît indépendante de la tension de grille sont reliées à la tension de référence V_{go} . 119
- 5.13: Graphique de ω en fonction de B illustrant l'effet du couplage (traits continus) du mode magnétoplasmon (trait pointillé) avec les harmoniques de la résonance cyclotron (trait pointillé). 120
- 5.14: Spectres de puissance absorbée pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ pour diverses concentrations électroniques obtenus du modèle théorique de Chaplik et Heitmann. 122
- 5.15: Spectres de puissance absorbée pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$ pour diverses concentrations électroniques obtenus du modèle théorique de Chaplik et Heitmann. 123
- 5.16: Position des modes de Bernstein obtenue du modèle de Chaplik et Heitmann (traits continus) et des spectres expérimentaux (cercles ouverts) pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$. Le trait pointillé représente la relation de dispersion du mode plasmon et l'absence des modes de Bernstein. 124
- 5.17: Position des modes de Bernstein obtenue du modèle de Chaplik et Heitmann (traits continus) et des spectres expérimentaux (cercles ouverts) pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$. Le trait pointillé représente la relation de dispersion du mode plasmon et l'absence des modes de Bernstein. Les cercles pleins sont obtenus pour une condition sans éclaircissement de l'échantillon. 125
- 5.18: Magnétorésistance parallèle au réseau de fils dans les régimes de modulation intermédiaire et forte. V_{g1} et V_{g2} sont respectivement égales à -0.27 V et -0.36 V , soit une condition sans éclaircissement de l'échantillon. Dans quelques cas (après un éclaircissement prolongé), des oscillations causées par la focalisation électronique apparaissent dans la magnétorésistance à bas champ magnétique. L'icône en montre un exemple pour $V_g = -0.70 \text{ V}$ ($V_{g1} = -0.60 \text{ V}$ et $V_{g2} = -0.82 \text{ V}$). 128
- 5.19: En haut. Graphiques de Landau montrant la dépopulation magnétique des sous-bandes électrique. En bas. concentration 2D obtenue du graphique du haut (échelle de gauche) et résistance à champ magnétique nul dans la configuration parallèle (échelle de droite). La dépopulation apparaît pour des tensions inférieures à -0.36 V , c'est-à-dire dans le régime de modulation forte. Les conditions sont celles de la figure précédente (avant éclaircissement). 129
- 5.20: Spectres de transmission à $163 \mu\text{m}$ dans les régimes de modulation intermédiaire et forte montrant le mode collectif associé au réseau de fils quantiques. En haut:

- transmission totale obtenue avec la technique habituelle pour différentes tensions de grille. En bas: contribution à la transmission totale associée à la région sous la grille et obtenue avec la technique de modulation temporelle de la tension de grille ($V_{go} = -0.22$ V). La ligne pointillée constitue un guide pour l'oeil. 132
- 5.21: Spectres de transmission à $\lambda = 254 \mu\text{m}$ montrant des résonances supplémentaires rappelant les modes de Bernstein observés dans le régime de modulation faible. Les conditions expérimentales sont telles que $V_{g1} = -0.30$ V et $V_{g2} = -0.44$ V. Les lignes pointillées sont des guides pour l'oeil. Les structures autour de 2.9 T sont dues à la résonance cyclotron. 134

Liste des tableaux

1.1: Liste des longueurs d'onde produites par le laser IRL.

18

Introduction

La recherche sur les systèmes à dimensionalité réduite est sans aucun doute celle qui prend le plus de place en physique de la matière condensée. Entre autres, le confinement des électrons dans des dimensions spatiales réduites (quasi-bi, -uni et -zéro-dimensionnel ou quasi-2D, quasi-1D et quasi-0D) est un des sujets qui suscite le plus d'intérêt aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental. Dans ce domaine, la diversité des systèmes est sans égal: conducteurs organiques et inorganiques (Q1D $(TMTSF)_2X$, Q2D $(BEDT - TTF)_2X$, Q2D $YBaCuO_3$, ...) et hétérostructures à base de semiconducteurs (puit quantique, fil quantique, point quantique, ...). L'anisotropie structurale de ces matériaux leur confère des propriétés physiques particulières ou permet de créer des conditions favorables à l'observation de certains phénomènes: ondes de densité de spin, onde de densité de charge, supraconductivité, effet Hall quantique, oscillations de Shubnikov-de Haas/de Haas-van Alphen, effet Hall fractionnaire, localisation faible, oscillations de Weiss, blocage de Coulomb, effet Aharonov-Bohm, ...

Les systèmes électroniques à basse dimensionalité peuvent se diviser en deux grandes classes selon l'importance des interactions entre les électrons. Dans le cas où ces interactions sont faibles, les électrons peuvent être traités indépendamment. Dans le cas contraire, le caractère à une particule disparaît; on doit considérer tous les électrons dans leur ensemble. Le présent projet de thèse inclut deux études de systèmes quasi-1D: le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$ et le réseau de fils quantiques. Dans les conditions expérimentales considérées, le second peut être traité comme un gaz d'électrons sans interaction tandis que le premier présente de très fortes interactions électron-électron. En fait, même dans le premier cas, l'interaction entre les électrons est significative mais le problème peut toujours être ramené à celui d'un électron libre dans le champ effectif créé par les autres électrons. Dans le second cas, les interactions mènent à l'instabilité du gaz d'électrons et à une transition vers un état condensé du système électronique.

Le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$ fait partie d'une famille de conducteurs organiques quasi-1D. La forme planaire de la molécule de $TMTSF$ (tétraméthyl-tétraséléna-fulvalène) confère à ce composé une grande anisotropie cristalline, et de ce fait, une surface de Fermi ouverte. [8, 9]

Introduction

Dans un tel système, les processus d'appariement entre électrons et trous sont très importants et proviennent d'une propriété de symétrie de la surface de Fermi, l'emboîtement ou le 'nesting'. En abaissant la température, ces processus d'appariement s'amplifient et la phase métallique devient instable. Il y a transition de phase vers un état onde de densité de spin (ou ODS). Il s'agit d'une forme itinérante d'antiferromagnétisme, itinérante parce que supportée par le caractère métallique des électrons. En principe, cette phase donne lieu à un sorte de supraconductivité grâce à un mode de glissement, le mode de Fröhlich. En pratique, la présence d'impuretés empêche l'observation de ce mode. Il existe dans la littérature quelques ouvrages de revue du sujet. [10–12]

Dans le cas du $(TMTSF)_2ClO_4$, la stabilisation de la phase ODS apparaît sous fort champ magnétique (ODS induite par le champ magnétique ou ODSIC). [11] À cause d'un gondollement important de la surface de Fermi, la condition d'emboîtement nécessaire pour favoriser l'ODS n'est pas satisfaite à champ magnétique nul de sorte qu'un état supraconducteur est présent en-dessous de 1 K. L'application du champ magnétique contribue, en localisant de plus en plus les électrons sur une seule chaîne, à améliorer la condition d'emboîtement. À cause des effets de quantification reliés à la présence du champ magnétique, les phases ODSIC apparaissent sous la forme d'une cascade de transitions avec un vecteur d'emboîtement montrant des sauts d'un quantum d'une phase à l'autre. [2, 3, 13–18]

À ce jour, beaucoup de données expérimentales existent sur ces systèmes et en particulier, sur le $(TMTSF)_2ClO_4$: rayon X, [19, 20] transport électrique, [21–24] susceptibilité magnétique, [25, 26] RMN et temps de relaxation nucléaire, [27–31] chaleur spécifique, [32–34] réflectivité optique, [35–40] ... Cependant, pour des raisons techniques reliées à la taille et à la fragilité des échantillons, leur spectre optique à basse énergie demeure mal connu. La première partie de la thèse présente des résultats de photoconductivité dans l'infrarouge lointain (IRL) obtenus sur le conducteur organique $(TMTSF)_2ClO_4$ dans la cascade de phases ODSIC. Une résonance ayant un comportement similaire à une résonance cyclotron est observée dans la gamme de longueurs d'onde entre 410 et 599 μm . Un calcul théorique du coefficient d'absorption optique a été effectué et montre que cette résonance est intimement reliée à la phase ODSIC. En fait, elle possède deux caractères, celui de la bande interdite ODSIC et celui d'une résonance cyclotron.

Il est aussi possible de réduire artificiellement la dimensionalité. Les premiers systèmes artificiels

Introduction

ayant permis la réduction dimensionnelle sont les couches d'inversion des transistors à effet de champ à base de silicium. Ensuite, les développements techniques pour la croissance de systèmes en multi-couches avec des épaisseurs caractéristiques de l'ordre de la longueur de de Broglie a permis de révéler des effets quantiques spectaculaires. Ces effets furent observés dans des hétérostructures à base d'arséniure de gallium (*GaAs*) et d'arséniure d'aluminium (*AlAs*). Par exemple, dans le gaz électronique 2D, la quantification en niveaux de Landau est prédite et est mise en évidence expérimentalement par les oscillations de Shubnikov-de Haas/de Haas-van Alphen dans la magnétorésistance et l'aimantation et la quantification de la tension de Hall.

Pour aller plus loin dans la réduction dimensionnelle artificielle, plusieurs techniques ont été utilisées pour permettre de sonder les propriétés du gaz d'électrons du régime quasi-2D à quasi-1D: photoconductivité persistante, gravure superficielle ou profonde, répulsion électrostatique exercée par une grille. Ces systèmes furent l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales au cours des dix à quinze dernières années. D'abord, les mesures de transport dans le régime quasi-1D ont révélé de manière claire les manifestations de la quantification liée au confinement spatial. [41–51] Dans le régime de modulation faible ou quasi-2D, plusieurs effets apparaissent dans le transport électrique dont le plus spectaculaire, les oscillations de Weiss, naît d'une condition de commensurabilité entre la super-périodicité et le rayon cyclotron. [52–62] Les traitements théoriques associés plus particulièrement au transport électrique ont fait l'objet de nombreuses études. [5, 63–81]

Aux mesures de transport s'ajoutent des mesures optiques obtenues dans les différents régimes de modulation. Expérimentalement, les excitations optiques dans les régimes quasi-2D à quasi-1D ont été observées par des techniques de spectroscopie Fourier dans l'IRL, [43, 44, 82–102] de spectroscopie Raman, [103–115] de spectroscopie avec un laser IRL [116–120] et de photoluminescence. [121–131] À l'exception de la spectroscopie Raman, toutes ces techniques mesurent une excitation collective du gaz d'électrons, le plasmon. Les nombreuses études théoriques permettent de comprendre du moins qualitativement, le comportement des modes collectifs. [7, 132–162] La principale difficulté de la théorie est son incapacité de traiter des régimes de modulation intermédiaire, c'est-à-dire des systèmes quasi-1D avec beaucoup d'électrons. Malgré qu'un nombre appréciable de données basées sur l'une ou l'autre des techniques soient disponibles, peu d'études globales re-

Introduction

grouvant à la fois les mesures optique et de transport électrique sur un même échantillon ont été publiées. [43, 44, 87, 91, 95, 96]

Dans la seconde partie de cette thèse, une étude globale de transport électrique et de transmission optique dans l'IRL est présentée. La dimensionalité du gaz d'électrons peut être variée continuellement de 2D à quasi-1D grâce à la répulsion électrostatique exercée par un réseau de fils métalliques (sous tension) à la surface de l'hétérostructure. Les données expérimentales des deux techniques, obtenues quasi-simultanément sur un même échantillon, permettent de tracer une image complète de la nature du confinement électronique, de son effet sur le transport électrique et sur les modes collectifs observés en transmission optique. L'ensemble des résultats est discuté par rapport aux théories existantes.

La thèse se divise en trois parties importantes. Le chapitre qui suit présente les aspects expérimentaux: description des échantillons, techniques de mesure, améliorations et modifications au montage expérimental. Les deux chapitres suivants sont consacrés au conducteur organique $(TMTSF)_2ClO_4$. Après une brève introduction du 'Modèle Standard' utilisé pour la description théorique des phases ODSIC, le calcul du coefficient d'absorption optique est présenté. Ce chapitre est suivi des résultats expérimentaux sur le $(TMTSF)_2ClO_4$ avec une description détaillée de la technique de mesure, la photoconductivité. La dernière partie de la thèse se divise en deux chapitres. Le premier se veut une introduction et présente une vue d'ensemble des propriétés physiques associées aux systèmes électroniques quasi-2D et quasi-1D. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le deuxième chapitre de cette partie et une discussion globale par rapport aux données de transport électrique et de transmission optique dans l'IRL est faite. Finalement, la thèse se termine par un bref sommaire et une conclusion.

Chapitre 1

Techniques expérimentales

1.1 Introduction

En plus de décrire la technique expérimentale pour les mesures sous champ magnétique de transport électrique, de transmission optique dans l'infrarouge lointain et de photoconductivité dans l'infrarouge lointain, ce chapitre portera aussi sur l'ensemble des améliorations apportées au montage.

1.2 Échantillons

Comme il en a été question au chapitre d'introduction, deux types de systèmes présentant une forte anisotropie dans leurs propriétés physiques ont été étudiés au cours de cette thèse. Il s'agit premièrement du conducteur organique de la famille des sels de Bechgaard, $(TMTSF)_2ClO_4$ et deuxièmement, d'un système mésoscopique, le réseau de fils quantiques. Dans cette section, je décrirai brièvement la structure ainsi que la technique de fabrication de ces échantillons.

1.2 a) Sels de Bechgaard

Les sels de Bechgaard [8] sont formés de molécules à transfert de charges, c'est-à-dire d'un cation, composé de deux molécules de tétraméthyl-tétraséléna-fulvalène ($TMTSF$), donneur d'un électron, et d'un anion accepteur d'un électron (perchlorate ClO_4 , hexafluoro-phosphate PF_6 , AsF_6 , SbF_6 , NO_3 , ReO_4 , ...). Sa structure cristalline est triclinique $P\bar{1}$. [163] La molécule de $TMTSF$ est caractérisée par sa structure plane dont la rigidité est assurée par trois liaisons doubles carbone-carbone. C'est à la présence de ces atomes de carbone que l'on doit l'appellation conducteurs organiques. Dans sa forme cristalline $((TMTSF)_2X)$, les molécules de $TMTSF$ s'empilent de manière à former des colonnes (direction \hat{a} , $a = 7.266 \text{ \AA}$) le long desquelles la conduction électrique est

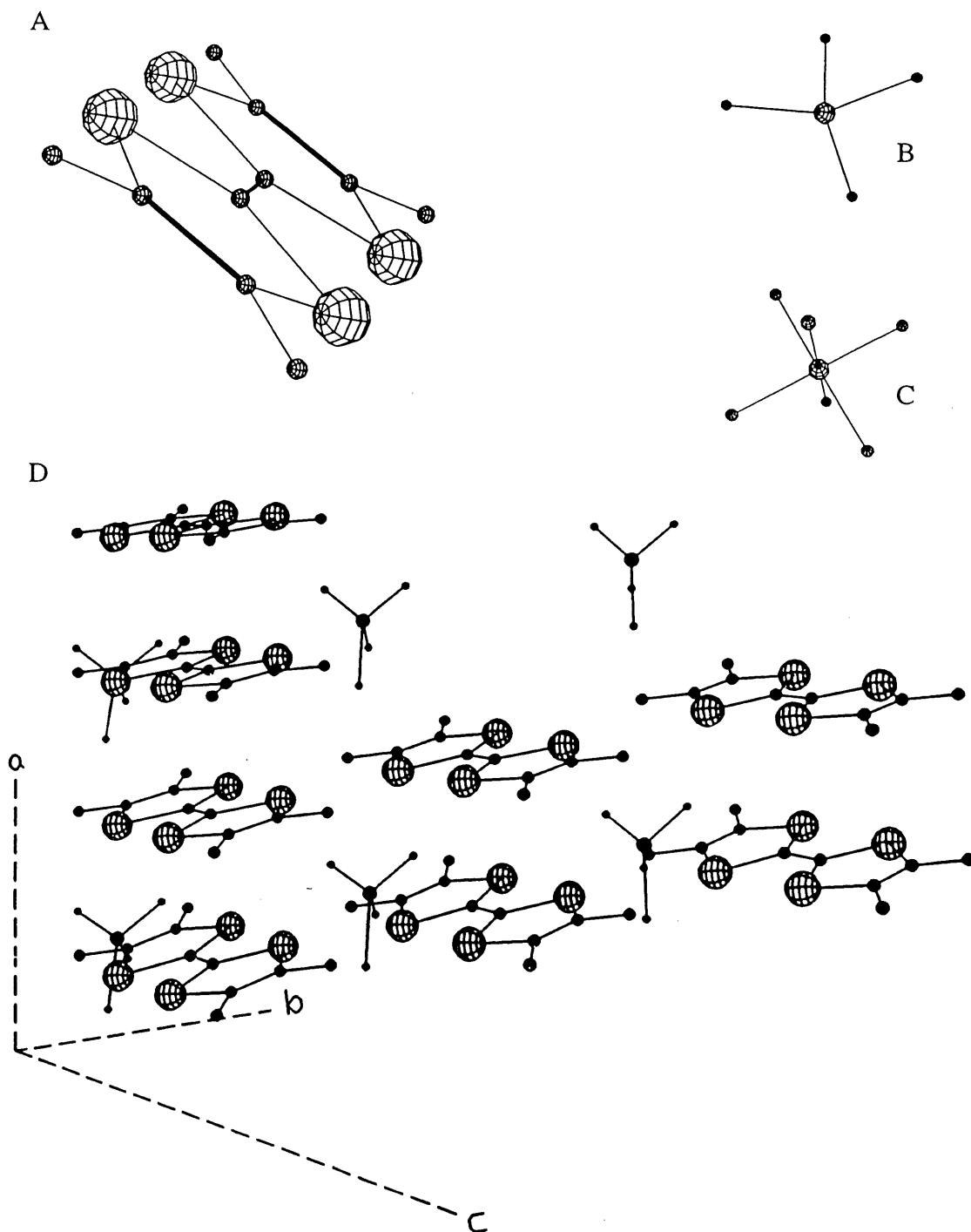


Figure 1.1 : En haut à gauche: molécule de tétraméthyl-tétraséléna-fulvalène (a). En haut à droite: molécules de perchlorate et de hexafluorophosphate (b et c). En bas: arrangement cristallin du $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ (d).

favorisée (grâce à de forts recouvrements des orbitales π perpendiculairement au plan $TMTSF$). Dans les directions perpendiculaires aux colonnes, deux éléments contribuent à rendre ces composés très anisotropes: dans une direction (\hat{b} , $b = 7.678 \text{ \AA}$), où les colonnes de $TMTSF$ se juxtaposent, le recouvrement orbital est faible; dans l'autre direction (\hat{c} , $c = 13.275 \text{ \AA}$), la présence de plans d'anions isole presque complètement chaque plan de colonnes. Ces anions sont de deux types (centro ou non-centrosymétrique) selon qu'ils possèdent ou non un centre de symétrie d'inversion. Dans le cas des composés constitués d'un anion non-centrosymétrique, ceux-ci présentent une transition de mise en ordre qui modifie la périodicité cristalline. La mise en ordre est d'autant meilleure que la vitesse de refroidissement est lente. Pour le ClO_4 , une transition de mise en ordre apparaît autour de 24 K et double la périodicité du réseau dans la direction \hat{b} . [19, 22] Pour les résultats présentés ici, la vitesse de refroidissement est de 10 mK/min entre 17 et 28 K. La figure 1.1 montre la molécule de $TMTSF$, les deux types d'anion ainsi que l'arrangement cristallin.

D'un point de vue pratique, les échantillons se présentent sous la forme de petites aiguilles noires présentant un fort miroitement. Leur taille est très variable, mais les plus gros spécimens mesurent environ $(15 \times 0.5 \times 0.1) \text{ mm}^3$. En moyenne, les échantillons utilisés dans ce projet mesuraient environ $(4 \times 0.3 \times 0.05) \text{ mm}^3$.

1.2 b) Réseau de fils quantiques

Le réseau de fils quantiques étudié est basé sur une hétérostructure permettant le confinement en deux dimensions du gaz d'électrons. Une hétérostructure est une succession de minces couches de matériaux de nature différente. Dans ce cas-ci, il s'agit d'une hétérostructure à base de deux semiconducteurs, le $GaAs$ (arséniure de gallium) et le $AlAs$ (arséniure d'aluminium), le $AlAs$ étant présent sous la forme d'un alliage avec le $GaAs$ ($Al_xGa_{1-x}As$). Ces couches sont déposées sur un substrat semi-isolant de $GaAs$ de $400 \mu\text{m}$ par la technique d'épitaxie par jets moléculaires (ou MBE, pour Molecular Beam Epitaxy). À ce jour, c'est la méthode de croissance épitaxiale permettant d'obtenir les matériaux avec la plus grande pureté. Avec cette technique, la croissance peut être contrôlée à une couche atomique près. Notons que les paramètres de maille cristalline de $GaAs$ et de $AlAs$ sont très semblables, ce qui permet de minimiser la formation de dislocations causées par

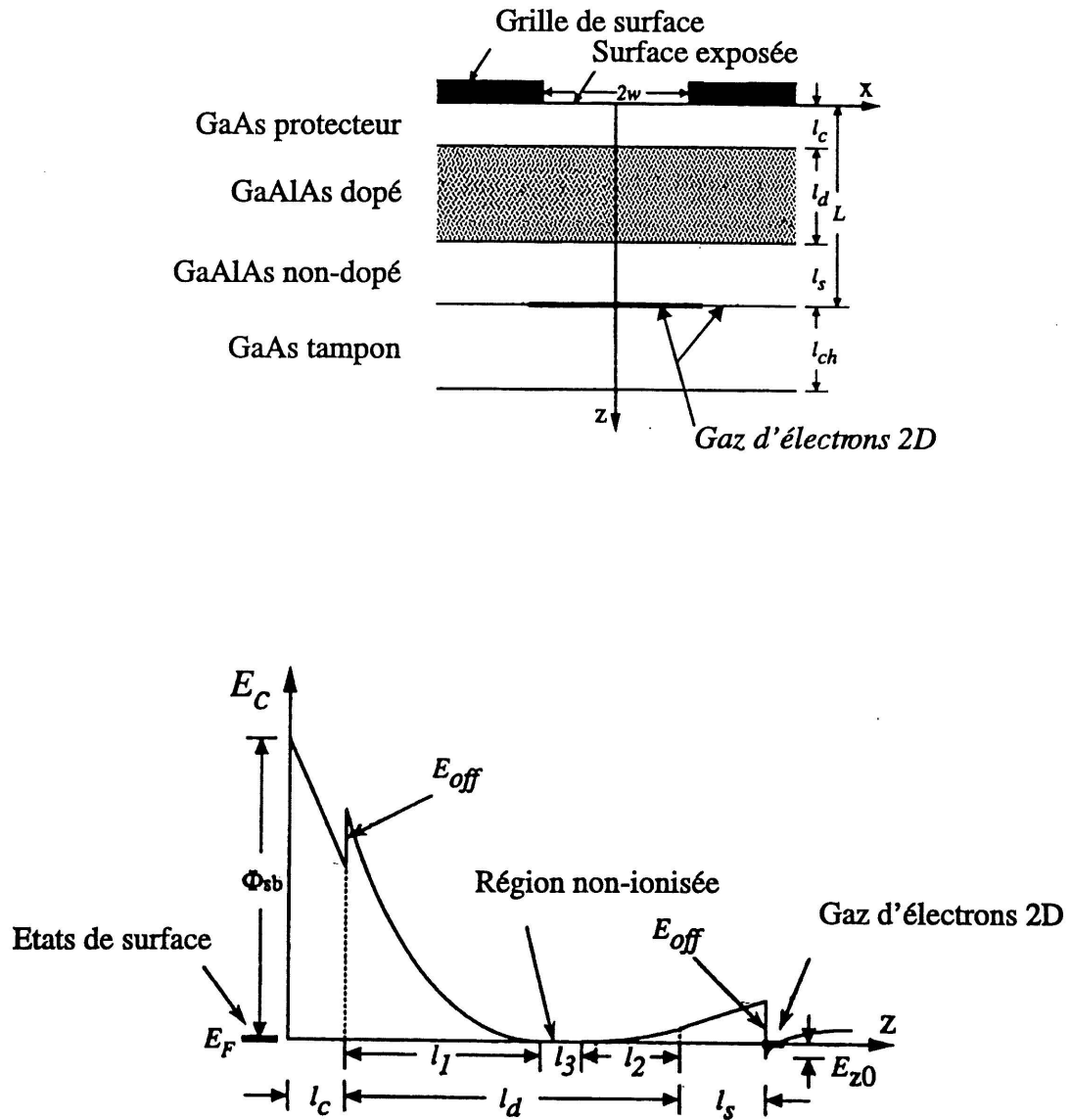


Figure 1.2 : En haut: succession de couches de $GaAs$ et $Al_xGa_{1-x}As$ constituant l'hétérostructure permettant le confinement du gaz d'électrons à l'interface $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$. La grille métallique en surface est aussi illustrée. En bas: structure de bande correspondant à l'hétérostructure ci-haut ainsi qu'au #2 du texte. Les figures sont tirées de la référence [1].

les contraintes mécaniques. Pour les échantillons étudiés au cours de cette thèse, la succession des couches épitaxiées consiste en:

- 1– (un substrat semi-isolant de $GaAs$, $450\ \mu m$) + (Tampon mince de $GaAs$, $200\ nm$) + (50 barrières de $AlAs/GaAs$, épaisseur totale de $400\ nm$) + ($GaAs$ non-dopé, $500\ nm$) + ($Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ non-dopé, $40\ nm$) + (dopage delta au silicium, $1.5 \times 10^{12}\ cm^{-2}$) + ($Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ non-dopé, $40\ nm$) + (dopage delta au silicium, $2.5 \times 10^{12}\ cm^{-2}$) + ($Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ non-dopé, $12\ nm$) + ($GaAs$ protecteur, $17\ nm$);
- 2– (un substrat semi-isolant de $GaAs$, $400\ \mu m$) + (Tampon épais de $GaAs$, $2.5\ \mu m$) + ($Al_xGa_{1-x}As$ non-dopé, $30\ nm$) + ($Al_xGa_{1-x}As$ dopé au silicium, $1 \times 10^{18}\ cm^{-3}$ $40\ nm$) + ($GaAs$ protecteur, $12\ nm$);
- 3– (un substrat semi-isolant de $GaAs$, $400\ \mu m$) + (Tampon épais de $GaAs$, $1\ \mu m$) + ($Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ non-dopé, $10\ nm$) + ($Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ dopé au silicium, $1 \times 10^{18}\ cm^{-3}$ $50\ nm$) + ($GaAs$ protecteur dopé au silicium, $1.4 \times 10^{18}\ cm^{-3}$ $10\ nm$).

La succession des couches pour les cas #2 et #3 est schématisée à la figure 1.2. Tel que mentionné au début, cet empilement permet de confiner en deux dimensions le gaz d'électrons. Ce confinement s'effectue à l'interface $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ non-dopé et les électrons proviennent de la couche de $Al_xGa_{1-x}As$ dopé au Si (silicium).

Dans cette étude expérimentale, plusieurs échantillons ayant des concentrations électroniques variant entre 2.2 et $7.0 \times 10^{15}\ m^{-2}$ et des mobilités variant entre 25 et $100\ m^2/Vs$ ont été utilisés. Malgré que certains résultats furent obtenus sur les échantillons de moins bonne mobilité, seuls ceux obtenus sur l'échantillon de plus grande mobilité seront présentés. Son hétérostructure est décrite par le #3 ci-haut, sa concentration varie de 2.2 à $3.6 \times 10^{15}\ m^{-2}$ et sa mobilité varie de 70 à $100\ m^2/Vs$ selon qu'il s'agisse d'une condition sans ou avec éclairage respectivement. Notons en passant que ces matériaux présentent une photoconductivité persistante lorsqu'éclairés avec une longueur d'onde dans l'infrarouge proche (ou d'énergie supérieure). À basse température ($4\ K$), les électrons des donneurs ionisés par l'éclairage peuvent se retrouver de manière irréversible à l'interface du gaz 2D. On retrouve les conditions initiales en réchauffant l'échantillon jusqu'à près de $300\ K$ (communément appelé cycle thermique). Beaucoup de détails et de références sur cette question sont donnés dans la référence [164].

La figure 1.3 montre une vue de dessus de l'échantillon où l'on aperçoit la mesa en forme de croix. Rappelons d'abord qu'une méso consiste en une gravure partielle (ou complète) des couches épi-

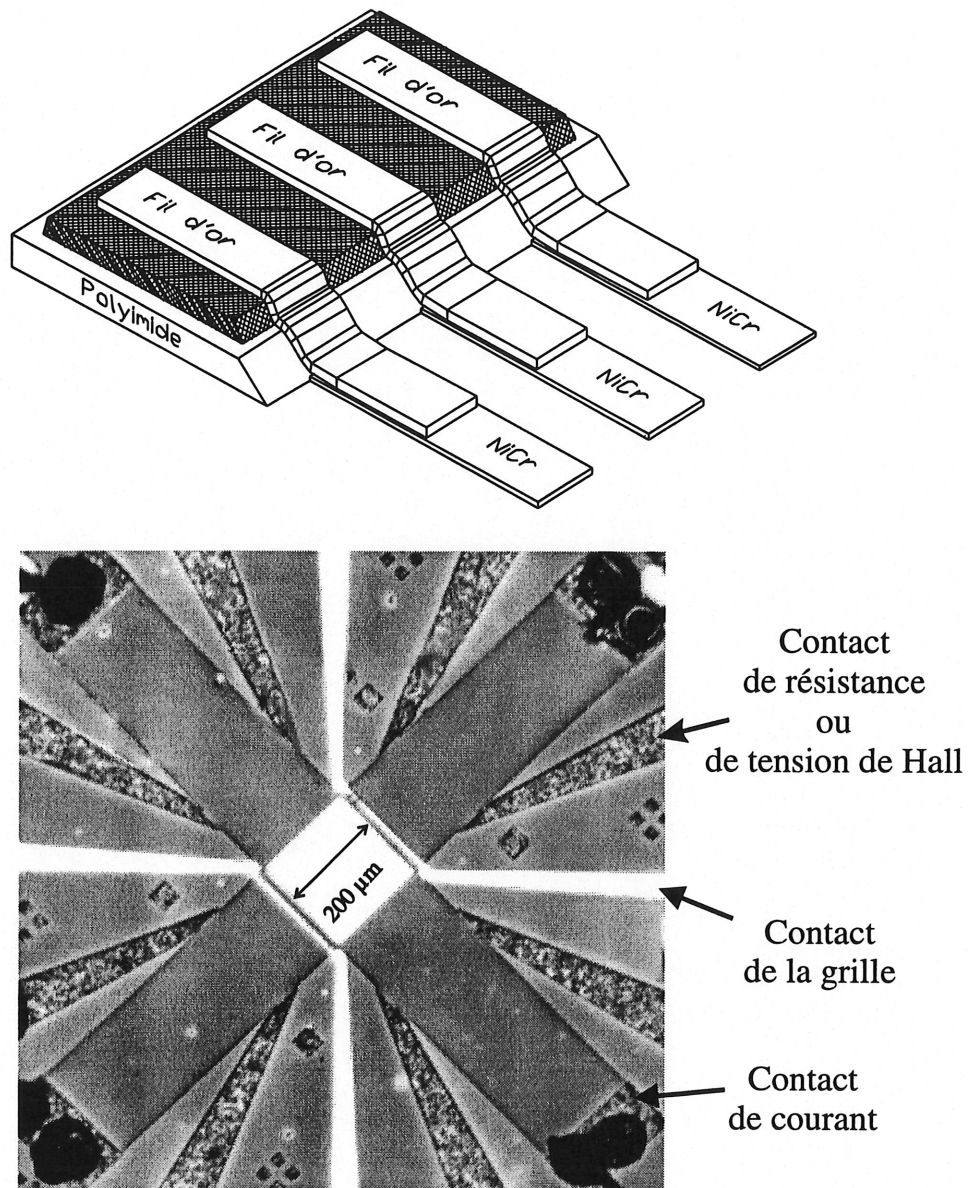


Figure 1.3 : Vue de dessus de l'échantillon. On aperçoit la mesa en croix délimitée par les douze contacts ohmiques (injection de courant, de mesure de la résistance et de mesure de la tension de Hall) d'une apparence grise et rugueuse. La grille repose au centre de la mesa (carré blanc) et son contact est réalisé par les quatre bandes claires. En haut: illustration qui montre comment le contact entre les 500 fils de *Ni/Cr* et la mince bande d'or est réalisé. L'utilisation du polyimide est nécessaire pour éviter la déplétion des électrons sous les minces bandes d'or (en hachuré noir).

taxiées, ceci dans le but de diriger le courant pour les mesures de transport (le gaz d'électrons ne subsiste que dans la région non-gravée). Chacun des quatre bras formant la méso a une largeur de $200\text{ }\mu\text{m}$. Ils sont délimités par les contacts ohmiques (trois pour chaque bras pour un total de douze) disposés au bout et sur les côtés de ceux-ci. Ces contacts sont obtenus par la diffusion à $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ d'un alliage Au/Ni/Ge permettant d'atteindre le gaz 2D. Sur la figure 1.3, leur surface apparaît grise et rugueuse (la rugosité provient de la diffusion). De plus, on peut apercevoir sous la forme de taches noires les fils d'or reliés aux contacts d'injection de courant. Des douze contacts, quatre servent à l'injection du courant et les huit autres servent aux mesures de la résistance (ou magnéto-résistance) et de la tension de Hall. Donc, cette configuration permet la mesure de ρ_{xx} et ρ_{xy} dans chaque paire de bras.

Le confinement 1D des électrons est réalisé de manière électrostatique à l'aide d'une grille de Nickel-Chrome (Ni/Cr) couvrant une surface de $200 \times 200\text{ }\mu\text{m}^2$ dans la région centrale du méso (apparaissant comme un losange blanc au centre de la figure 1.3). Cette grille est constituée d'un réseau périodique (période de 400 nm) de 500 fils semi-transparents de Ni/Cr ($200\text{ }\mu\text{m}$ de longueur, 200 nm de largeur et environ 15 nm d'épaisseur). Le caractère semi-transparent de la grille, obtenu grâce à l'épaisseur modeste de Ni/Cr , est utile pour les mesures de transmission optique. Techniquement, la grille est réalisée en déposant le Ni/Cr sur une résine de PMMA (PolyMethyl-MetaAcrylate) présentant le motif du réseau de fils souhaité. Ce motif est obtenu en modifiant, par bombardement électronique, la solubilité du PMMA dans certains solvants. Un microscope électronique à balayage (ou MEB) assisté par ordinateur est utilisé pour cette opération. Après l'évaporation du Ni/Cr , la résine est soulevée emportant avec elle le Ni/Cr en contact avec la résine. Les bandes métalliques ainsi obtenues sont séparées de leurs voisines par 200 nm de GaAs de protection à la surface de l'hétérostructure. Le contact des 500 fils de la grille est réalisé par deux bandes d'or disposées à chaque extrémité des fils (apparaissant comme deux petites bandes blanches s'élargissant au-delà du méso sur la figure 1.3).

Pour mieux comprendre le défi technique derrière la réalisation de cet échantillon, voici le principe utilisé ici pour le confinement 1D des électrons. Il s'agit du même principe que celui du transistor à effet de champ: une tension est appliquée entre la grille et le gaz 2D de manière à repousser électrostatiquement les électrons présents sous les fils de Ni/Cr . Le réseau de fils quantiques se forme

donc sous les régions où le Ni/Cr est absent. On comprendra donc que, le défi ici est de pouvoir établir le contact avec les fils de Ni/Cr sans que les bandes d'or viennent altérer les propriétés de conduction électrique dans la direction parallèle à l'orientation des fils. En d'autres termes, lorsque la tension est appliquée sur la grille, la déplétion des électrons sous les bandes d'or qui assurent le contact électrique des fils de Ni/Cr doit être évitée. Pour atteindre ce but, une couche isolante (du polyimide ou du nitrure de silicium) a été déposée préalablement au dépôt des bandes d'or. Cette couche est déposée sur toute la surface de l'échantillon et est retirée sélectivement des régions de la grille et des contacts ohmiques. Le carré blanc identifié plus tôt à la grille correspond à la fenêtre ouverte dans le diélectrique. Les fils de Ni/Cr ne sont pas visibles à cause de leur minceur; ce qui est visible, c'est le $GaAs$ de protection. Afin de réaliser le contact des fils de Ni/Cr aux deux bandes d'or, un réseau de petits fils d'or est utilisé (tel que montré sur l'illustration en haut de la figure 1.3). Il a pu être déterminé expérimentalement qu'avec le polyimide, la déplétion sous les bandes d'or ne devient importante que pour des tensions de grille inférieures à -1.6 V. Dans le cas de l'échantillon dont les résultats sont présentés au chapitre 5, le polyimide est utilisé.

En résumé, les caractéristiques de l'échantillon sont les suivantes.

- 1- *Hétérostructure à base de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ formant le gaz électronique 2D.*
- 2- *Méso en croix pour les mesures de transport dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'orientation des fils de la grille.*
- 3- *Grille composée de 500 fils de Ni/Cr couvrant une surface de $(200 \times 200) \mu m^2$ au centre du méso.*
- 4- *La périodicité du réseau de fils est de 400 nm (la largeur des fils et la distance entre ceux-ci sont toutes les deux de 200 nm).*

On verra dans la partie sur les résultats expérimentaux que la géométrie particulière de l'échantillon permet de réaliser des mesures de transport électrique (dans deux configurations, parallèle et perpendiculaire à l'orientation des fils de Ni/Cr) et des mesures de transmission optique dans l'IRL sur le même échantillon. L'utilisation d'une grille en surface comme moyen de modulation du gaz électronique permet le passage continu du régime 2D ou quasi-2D au régime quasi-1D aussi appelé réseau de fils quantiques.

1.3 Transport électrique

L'ensemble des mesures expérimentales a été effectué dans un cryostat à température variable inséré dans un aimant produisant un champ magnétique continu entre 0 et 16 T. Le contrôle de la température entre 1.6 et 300 K est réalisé par deux processus antagonistes de refroidissement et de chauffage. Le refroidissement est assuré grâce à un débit plus ou moins important d'hélium gazeux à travers un serpentin enroulé autour du cryostat. Pour atteindre la température minimale de 1.6 K, la pression de l'hélium peut être abaissée par un pompage mécanique sur ce même serpentin dont l'ouverture est réduite par une vanne à pointeau. Le chauffage est assuré par une résistance placée à la base du cryostat. Pour certaines manipulations qui nécessitent une stabilisation plus précise de la température, un chauffage local de l'échantillon est aussi utilisé. La température se mesure avec une diode pour la gamme entre 300 et 4.2 K et avec une résistance de carbone (ou 'Carbon-Glass') pour la gamme entre 50 et 1.2 K. Ces deux capteurs possèdent une magnétorésistance d'autant plus importante que la température est faible. Cette sensibilité au champ magnétique modifie la lecture de la température. Elle est très importante pour la diode mais assez faible pour la Carbon-Glass (quelques pour cent à 4.2 K).

Le champ magnétique est produit par une bobine supraconductrice en $NbSn/NbTi$. À la température de l'hélium liquide (4.2 K), le champ maximal applicable, correspondant au champ critique H_{c2} , est d'environ 14.5 T. Pour atteindre 16 T, on doit abaisser à 2 K la température de l'aimant. La mesure du champ magnétique s'obtient indirectement de la tension aux bornes d'une résistance branchée en série avec l'aimant.

1.3 a) Techniques de mesure

Les mesures de transport électrique ne présentent aucune difficulté de principe. Dans le cas d'une mesure à quatre pointes, il suffit d'injecter le courant par les contacts extrêmes et de mesurer la tension par les contacts intermédiaires. La réalité n'est cependant pas toujours aussi simple. Dans le cas des conducteurs organiques par exemple, la résistance peut varier de cinq à neuf ordres de grandeur (de quelques milliohms à quelques megaohms). On observe des variations presque aussi

importantes dans les réseaux de fils quantiques. La qualité des contacts électriques est alors primordiale. Dans le cas d'une faible résistance électrique de l'échantillon, des courants plus importants doivent être injectés pour l'obtention de signaux mesurables. La minimisation des résistances de contact est alors essentielle, permettant l'accroissement du courant sans dissipation trop importante de puissance dans les contacts. Dans le cas d'une grande résistance électrique de l'échantillon, la réduction des capacités parasites est nécessaire pour l'élimination des effets d'antenne.

Les mesures de transport électrique sont principalement de deux types: magnétotransport (magnétorésistance ou effet Hall) et caractéristique I-V. Dans le premier cas, le recours à la détection synchrone est souvent nécessaire pour extraire de faibles variations de signaux (telles les oscillations de Shubnikov-de Haas). Il faut cependant se méfier de la procédure de moyennage temporel (constante de temps) du détecteur synchrone. Pour des balayages relativement rapides du champ magnétique, la constante de temps du détecteur synchrone aura deux effets: l'aplanissement des structures observées et le décalage entre la montée et la descente en champ magnétique (ou entre la montée et la descente de la tension pour les caractéristiques I-V). Dans le cas des caractéristiques I-V, le recours à une technique de modulation permet souvent d'accroître la sensibilité de la mesure. Cette technique consiste à superposer à la tension continue une faible tension alternative. On mesure par détection synchrone le courant à la fréquence de modulation. On obtient ainsi la dérivée première de la caractéristique I-V. La mise en garde concernant la détection synchrone s'applique aussi dans ce cas-ci.

1.3 b) Améliorations au montage expérimental

Pour obtenir des mesures de transport électrique de grande qualité, le choix des appareils prend une importance primordiale. Cependant, de multiples précautions peuvent être prises pour éliminer des sources indésirables de bruit. Premièrement, tous les appareils servant aux mesures doivent préférablement être branchés sur un circuit différent des appareils de 'soutien' tels les pompes, l'alimentation du laser ou de l'aimant par exemple. Deuxièmement, les appareils de mesure ne doivent pas être branchés directement au réseau mais plutôt à des régulateurs de tension tels 'TrippLite' ou 'Sola'. En minimisant les fluctuations de tension du réseau électrique, le régulateur permet une pro-

tection accrue des appareils contre ces fluctuations ainsi qu'une stabilisation de leur rendement. De plus, en s'assurant que tous les appareils de mesure sont branchés à un seul et même régulateur, on diminue par le fait même les risques de boucles de masse. Quant aux câbles qui relient l'échantillon aux appareils, il est préférable qu'ils soient coaxiaux, le plus court possible et que leur gaine soit branchée à la masse du circuit. Dans le cas où ces fils sont très longs, on remarque qu'en les tressant, on réduit considérablement le bruit. Ceci est dû au fait que par le tressage, le bruit induit dans chacun des fils s'annule. Toutes ces précautions, aussi importantes soient-elles, ne sont plus utiles si les contacts de l'échantillon sont eux-mêmes bruyants.

Dans le cas des conducteurs organiques, des évaporations d'or entourent l'échantillon à l'endroit des contacts électriques. Ces dépôts en forme de bagues assurent une meilleure uniformité du courant à travers l'échantillon. La figure 1.4 montre les deux porte-échantillon utilisés pour contacter l'échantillon au reste du circuit. Il s'agit de porte-échantillon à contacts sous pression. L'idée de base est d'obtenir un contact électrique grâce à la pression mécanique des fils d'or sur l'échantillon. Comparativement aux contacts avec les laques, cette technique s'est montrée très efficace dans la minimisation des contraintes mécaniques exercées sur l'échantillon. Ces contraintes créent des fractures à l'échantillon se manifestant par des sauts dans la résistance lors de la mise en froid (observables surtout dans la gamme 60 à 300 K). [165] Pour le premier porte-échantillon mis au point (figure 1.4 en haut), le contact électrique est assuré par des fils d'or tendus par des tiges de tungstène. L'échantillon se trouve pressé entre les fils d'or et le porte-échantillon. Les résultats obtenus avec ce dernier sont extrêmement satisfaisants. Cependant, il n'est pas très compact et ne pourrait pas être utilisé dans les cellules de pression par exemple. Ce critère de compacité est respecté sur le porte-échantillon de la figure 1.4 (en bas) grâce à des tiges de tungstène et des fils d'or reposant dans un même plan. Dans ce cas-ci, l'échantillon est pressé entre des tiges de tungstène d'un côté et des fils d'or de l'autre. Ses dimensions typiques sont $(3.0 \times 4.0 \times 0.5) \text{ mm}^3$ et peuvent facilement être réduites. La qualité des contacts électriques est parfaitement comparable à celle du porte-échantillon précédent. En plus d'assurer la viabilité des échantillons jusqu'aux basses températures, les deux types de porte-échantillon possèdent un important avantage: la possibilité de pouvoir récupérer les échantillons après les expériences, chose impossible lorsque des contacts à la laque sont utilisés. Ceci a notamment permis de réaliser plusieurs types de mesures sur le même échantillon, dont des mesures en cavité résonante (ou hyperfréquence). Avant de passer à la section suivante, mentionnons

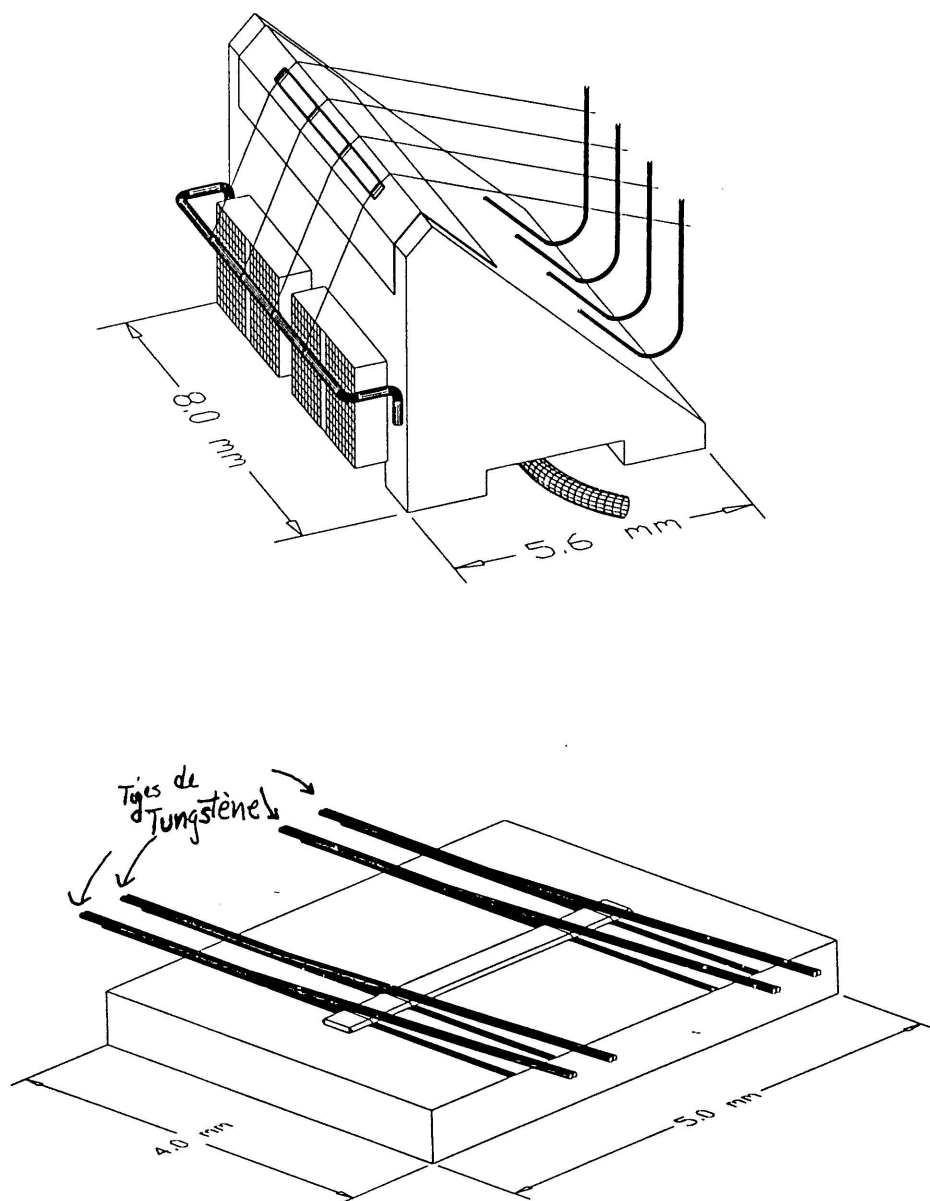


Figure 1.4 : Porte-échantillon utilisés pour les mesures de transport électrique et de photoconductivité sur les conducteurs organiques. Le porte-échantillon du bas peut, grâce à ses petites dimensions, être utilisé dans une cellule de pression.

que la technique de contacts sous pression pourrait aussi être utilisée pour remplacer les graisses ou les silicones dans la fixation des échantillons. En plus de la récupérabilité de l'échantillon, on évite ainsi les pressions mécaniques causées par la solidification du fixatif. Cet effet peut être très important par exemple, chez certains supraconducteurs (une très légère pression hydrostatique tue la phase antiferromagnétique de certains supraconducteurs).

1.4 Infrarouge lointain

Dans cette section, l'ensemble des éléments relatifs aux mesures optiques dans l'infrarouge lointain (IRL) sera présenté: rappel du principe fonctionnement du laser IRL; détection de la radiation; et finalement, améliorations au montage expérimental.

1.4 a) Production

Les détails sur le fonctionnement du laser infrarouge lointain peuvent être trouvés dans la référence 'Millimetre and Submillimetre Wavelength Lasers'. [166] En résumé, voici quels sont les éléments de base intervenant de manière générale dans la production de la radiation IRL. D'abord, elle nécessite l'utilisation d'un laser pompe, le laser CO_2 émettant à des longueurs d'onde variant entre 9 et 11 μm et à une puissance allant dans notre cas jusqu'à 50 W. La radiation-pompe sert à exciter un mode de vibration des molécules de gaz contenues dans une seconde cavité. Ces molécules sont par exemple le méthanol, l'iodométhane, le bromure de vinyle, l'acide formique et les variétés isotopiques de chacun. Il en existe en fait beaucoup d'autres dont la manutention est assez délicate ou dont la corrosivité est importante (c'est le cas de l'acide formique qui n'est utilisé que très rarement). À partir de leur état vibrationnel, les molécules vont se désexciter pour se retrouver dans un niveau rotationnel ayant un temps de vie approprié pour la production d'un effet laser. Dans notre cas, les longueurs d'onde ainsi produites varient entre 41 μm et 1.6 mm et les puissances approximatives varient entre le dixième et la dizaine de milliwatts. Le tableau suivant présente les longueurs d'onde produites (les valeurs en cm^{-1} et en meV sont données), la formule moléculaire du gaz utilisé (son nom de code) et la raie pompe du laser CO_2 .

λ (μm)	f (cm^{-1})	f (meV)	gaz	code	raie CO_2
41	243.9	30.25	CD_3OD	DME	10R18
43.70	228.8	28.38	CD_3OH	MAD	10R18
53.82	185.8	23.05	CD_3OH	MAD	09R34
70.51	141.8	17.59	CH_3OH	MA	09P34
96.52	103.6	12.85	CH_3OH	MA	09R10
103	97.09	12.04	CH_3OD	DMA	09R30
117.23	85.30	10.58	CH_3OD	DMA	09P26
118.83	84.15	10.44	CH_3OH	MA	09P36
134.0	76.63	9.257	CH_3OD	DMA	09P10
163.03	61.34	7.608	CH_3OH	MA	10R38
170	58.82	7.297	CD_3OH	MAD	10R34
184.77	54.12	6.713	CD_3OD	DME	10R24
229	43.67	5.417	CH_3OD	DMA	09P06
253.72	39.41	4.889	CD_3OH	MAD	10R36
254.9	39.23	4.866	CD_3OD	DME	10R36
294.81	33.92	4.207	CH_3OD	DMA	09R08
305.73	32.71	4.057	CH_3OD	DMA	09R08
377.45	26.49	3.286	CH_3I	MI	09R16
410.7	24.35	3.020	CD_3OD	DME	10R12
432.6	23.12	2.867	HCOOH	FA	09R20
444.39	22.50	2.791	CD_3I	DMI	09R32
447.14	22.36	2.774	CH_3I	MI	10P18
460.56	21.71	2.693	CD_3I	DMI	09R12
469.02	21.32	2.645	CH_3OH	MA	10R38
490.39	20.39	2.529	CD_3I	DMI	09R22
508.37	19.67	2.440	CH_3I	MI	09P34
513.02	19.49	2.418	HCOOH	FA	09R28
515.8	19.39	2.405	CH_3OD	DMA	09P06
523.41	19.10	2.370	CD_3I	DMI	10P38
556.88	17.96	2.227	CD_3I	DMI	10P36
570.57	17.53	2.174	CH_3OH	MA	09P16
599.55	16.68	2.069	CD_3I	DMI	10R22
680.54	14.69	1.823	$\text{C}_2\text{H}_3\text{Br}$	VB	10R16
918.61	10.89	1.350	CD_3I	DMI	09R28
1253.74	7.976	0.989	CH_3I	MI	10P32
1614.89	6.192	0.768	$\text{C}_2\text{H}_3\text{Br}$	VB	10P26

Tableau 1.1 : Liste des longueurs d'onde produites par le laser IRL.

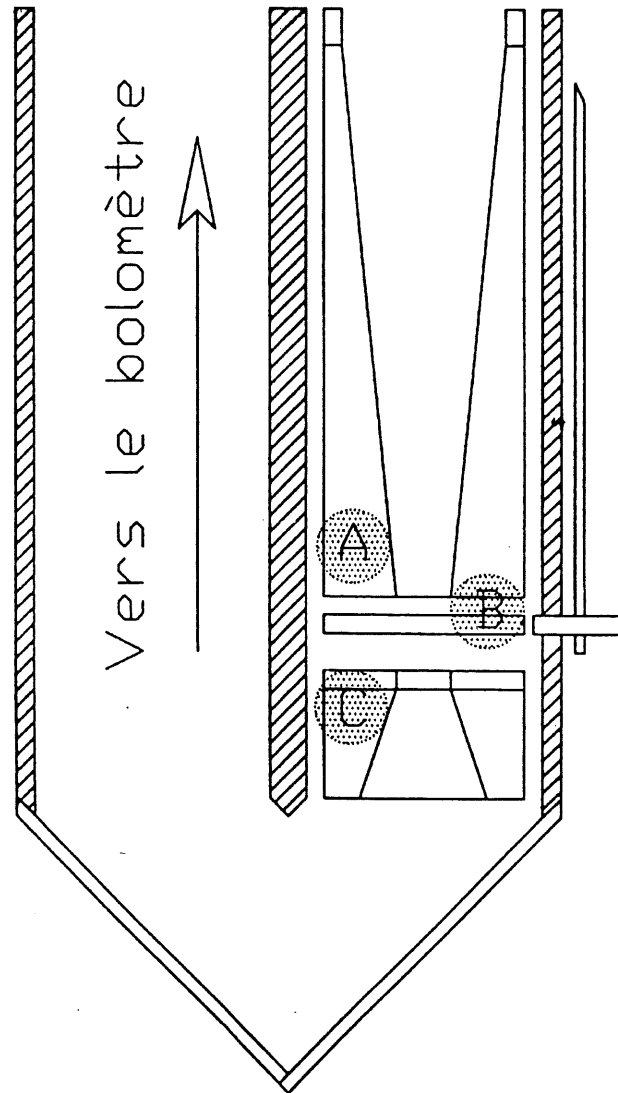


Figure 1.5 : Extrémité de la canne porte-échantillon utilisée pour les mesures de la transmission optique dans l'infrarouge lointain. a) cône concentrant la lumière sur l'échantillon. b) polariseur linéaire rotatif. c) support de l'échantillon monté sur un petit cône.

Le transmission de la radiation du laser vers l'échantillon se fait à travers un réseau de tubes (9 mm de diamètre interne) et de miroirs de laiton polis. La tubulure se rétrécit généralement au niveau de l'échantillon de manière à y concentrer la lumière (grâce à un cône de 3 cm de long réduisant le diamètre de 9 à 3 mm). La figure 1.5 illustre une coupe de l'extrémité de la canne porte-échantillon utilisée pour les mesures de la transmission optique. Il est possible d'insérer au-dessus de l'échantillon, un polariseur constitué d'un réseau métallique dont l'angle de polarisation peut être tourné à volonté (voir figure 1.5).

1.4 b) Détection

Plusieurs types de matériaux peuvent être utilisés pour la fabrication d'un détecteur sensible à la radiation IRL. La qualité recherchée dans le choix d'un matériau est une forte dépendance en température d'une de ses propriétés physiques, soit la résistance ou la capacitance par exemple. Dans le cas des pyromètres, c'est la constante diélectrique qui varie fortement avec la température; dans le cas d'un bolomètre-composite, c'est la résistance. Voici donc les principes de base du fonctionnement de tels détecteurs.

On considère d'abord un matériau quelconque dont la propriété physique considérée est une fonction importante de la température notée $f(T)$. Sous éclairage, on suppose une absorption partielle de la radiation incidente de puissance P_i caractérisée par le facteur d'absorption α . Cette puissance absorbée entraîne une variation de température qui, en première approximation peut s'écrire,

$$\Delta T \cong \alpha \beta P_i \quad (1.1)$$

avec α , relié au coefficient d'absorption et β , un facteur caractérisant la fraction de la puissance incidente absorbée. On se trouve donc avec la propriété physique $f(T + \Delta T) \cong f(T + \alpha \beta P_i)$. On définit la réponse du détecteur par la relation suivante,

$$r \equiv \frac{1}{f} \cdot \frac{f(T + \Delta T) - f(T)}{\Delta T} \cong \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial T}. \quad (1.2)$$

Dans le régime de faible variation de température, la relation écrite en terme d'une dérivée partielle est appropriée.

L'ensemble des détecteurs IRL utilisés au laboratoire est caractérisé par une réponse thermique. Le plus sensible et le plus rapide d'entre eux est le bolomètre-composite. Il s'agit d'un cristal de silicium monté sur une plaquette de diamant noirci, cette dernière constituant la surface absorbante. Sa sensibilité est essentielle pour les mesures de transmission optique. Son seul désavantage est qu'il doit être refroidi à l'hélium liquide. Le second détecteur thermique utilisé est le pyromètre au $LiTaO_3$. Son usage est plus courant parce qu'il offre une sensibilité raisonnable tout en opérant à la température ambiante. Son principal défaut est son impédance élevée qui accroît son temps de réponse et rend compliqué le choix des constituants du circuit d'amplification. Pour des raisons qui seront discutées plus loin, un troisième détecteur est utilisé. Il s'agit d'un film mince de bismuth déposé sur une mince pellicule de Mylar. Ses deux principaux avantages sont sa faible résistance et son opération à la température ambiante. Il est aussi semi-transparent et peut donc être installé n'importe où sur le parcours optique (contrairement aux autres détecteurs qui nécessitent la séparation du faisceau). Finalement, le dernier détecteur, rarement utilisé, est une résistance de carbone (Allen-Bradley) amincie. Sa réponse est lente et n'est significative qu'à des températures inférieures à 10 K.

Un détecteur dont la réponse est décrite par l'équation ci-haut peut en principe opérer dans n'importe quelle gamme de longueurs d'onde. La réalité diffère cependant du principe. Cette situation provient de limitations géométriques du détecteur comme l'épaisseur. Dans le cas où la longueur d'onde devient comparable à l'épaisseur du détecteur, on doit s'attendre à des effets d'interférence. Mathématiquement, cette situation se traduit sur l'équation (1.1) par $\alpha = \alpha(\lambda)$. Ce phénomène est observable dans le cas des pyromètres au $LiTaO_3$. [167] Ce sont des cristaux dont l'épaisseur est de l'ordre du millimètre. Une des étapes de ce projet a consisté à mettre au point un détecteur dont les propriétés sont uniquement déterminées par la relation ci-haut avec une constante α indépendante de la longueur d'onde. La suite de cette section sera consacrée à la description des étapes de mise au point.

La recherche sur les détecteurs d'infrarouge lointain demeure importante en particulier dans le domaine de l'astronomie et de l'astrophysique; plusieurs articles de revue offrent un excellent survol du sujet. [168] À la lumière de l'ensemble des informations recueillies dans ces articles, le détecteur au bismuth constitue un choix judicieux par la simplicité des étapes de fabrication et par le coût

relativement bas des matières premières. Seul un évaporateur conventionnel est requis, équipement dont la plupart des laboratoires de physique sont munis.

Plusieurs étapes intermédiaires ont précédé la fabrication du détecteur final. Le figure 1.6 montre la résistance et la réponse (r) en fonction de la température d'un film de bismuth de 560 Å évaporé sur une lamelle de verre. Sa résistance est de type semimétallique, c'est-à-dire croissante en abaissant la température. Sa réponse de $-3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ à 300 K se compare bien avec celle mentionnée en référence. [169] Cette valeur signifie qu'une élévation de température de 1 K (causée par une radiation laser, par exemple) du film se traduira par une chute de 0.3 % de sa résistance. On constate que cette réponse est à peu près constante dans la gamme entre 300 et 200 K, suivie d'une diminution importante jusqu'à 77 K (caractéristique du comportement semi-métallique).

La caractérisation du film de bismuth se fait aussi à partir de sa caractéristique I-V. [170] En considérant, en première approximation, que la puissance absorbée affecte linéairement la résistance, on a

$$R(P_{abs}) = R_o + \gamma P_{abs} \quad (1.3)$$

En supposant ensuite que la nature de la puissance absorbée importe peu (puissance électrique ou absorption de lumière), on extrait de la caractéristique I-V les quantités pertinentes soient $P_{abs} = V \cdot I$ et $R(P_{abs}) = \frac{V}{I}$. La figure 1.7 montre une courbe de la résistance en fonction de la puissance absorbée pour un film de 400 Å évaporé sur une pellicule de 12.5 µm de Mylar D. Le coefficient γ vaut environ $-610 \text{ } \Omega/\text{W}$. Ceci signifie que pour une radiation incidente de 1 mW, on devrait observer une chute de 0.6 Ω de la résistance. La figure 1.7 montre aussi des variations de résistance de 0.4 Ω lorsqu'on éclaire par intermittence avec un laser hélium/néon de 1.2 mW. De cette valeur, on en déduit qu'un peu plus de la moitié de la puissance incidente est absorbée (donc β de l'ordre de 1/2).

Les deux dernières étapes de caractérisation consistent à déterminer la réponse en fréquence du détecteur ainsi que le courant optimal d'opération. Les deux graphiques de la figure 1.8 présentent le signal obtenu respectivement en fonction du courant et de l'inverse de la fréquence. On observe une saturation de la réponse pour un courant d'environ $\frac{1}{\sqrt{10 \cdot \gamma}}$, c'est-à-dire autour de 13 mA dans de cas-ci. On établit à cette valeur le courant optimal d'opération. Quant à la caractérisation de la

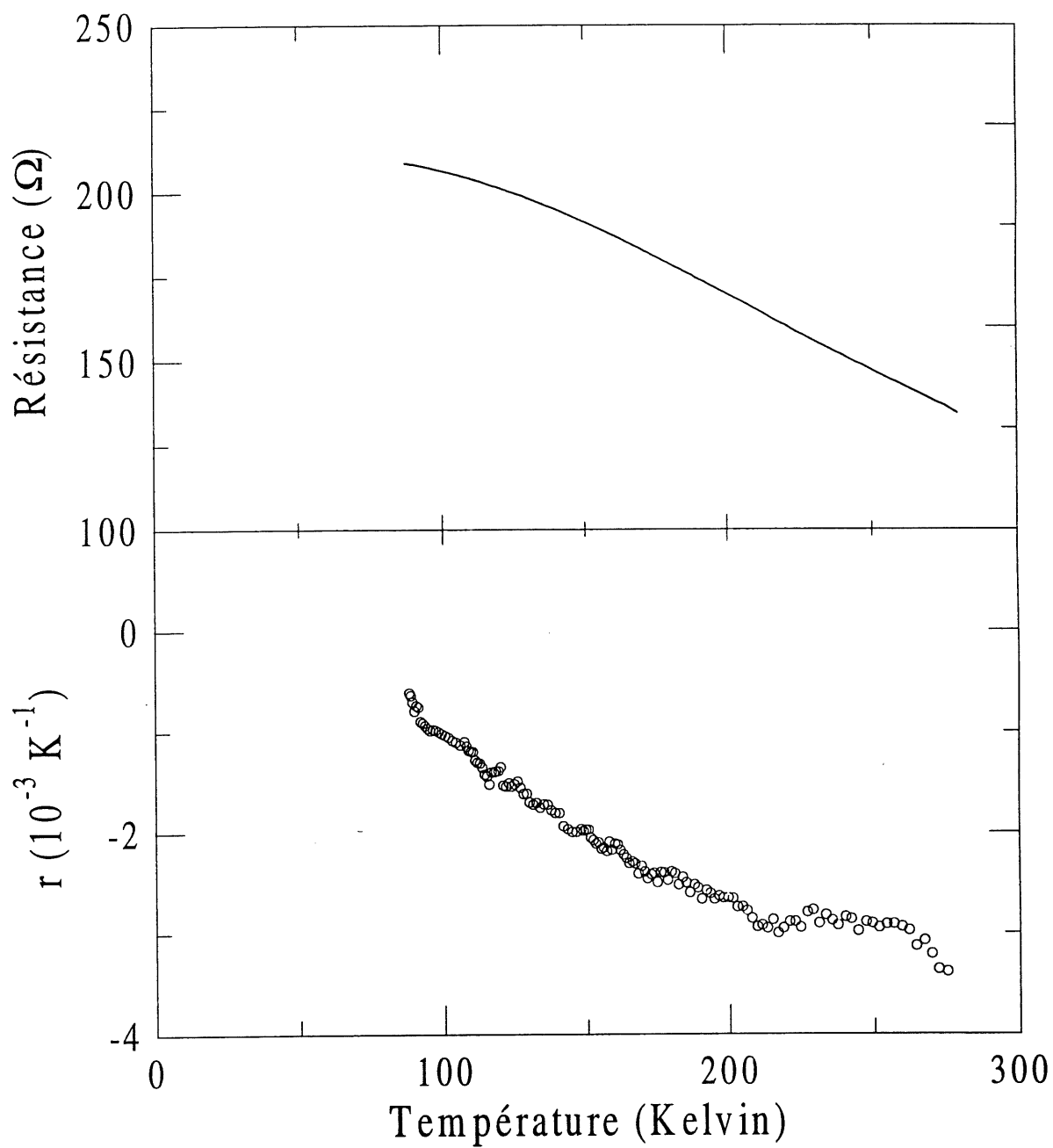


Figure 1.6 : En haut: résistance d'un film de bismuth en fonction de la température montrant un comportement semi-métallique. En bas: réponse du film de bismuth calculée à partir de l'équation donnée dans le texte.

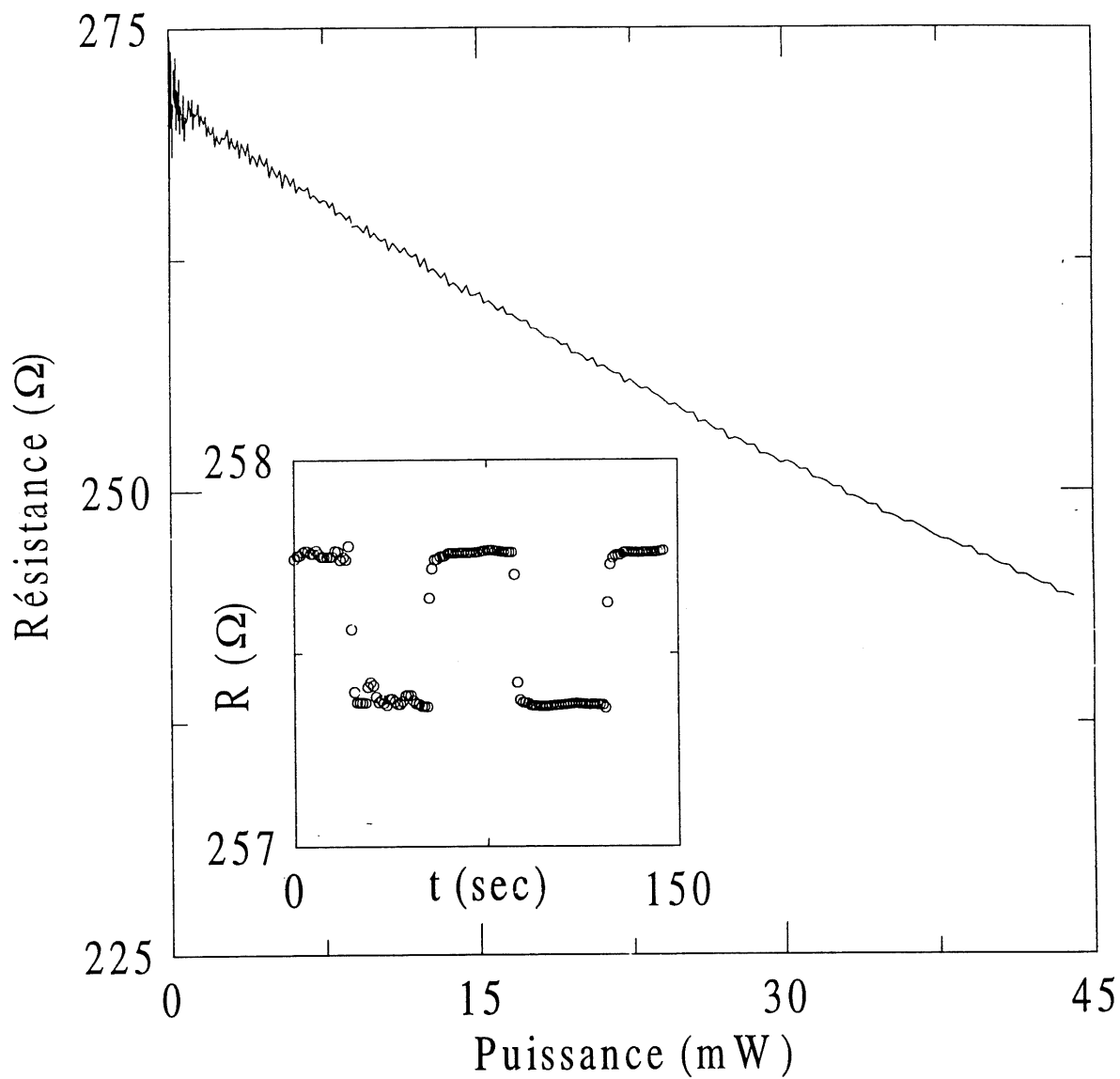


Figure 1.7 : Résistance du film de bismuth en fonction de la puissance absorbée telle qu'obtenue de la caractéristique I-V et de l'équation donnée dans le texte. En médaillon: variation de la résistance sous l'effet d'un éclaircissement avec un laser He-Ne de 1.2 mW.

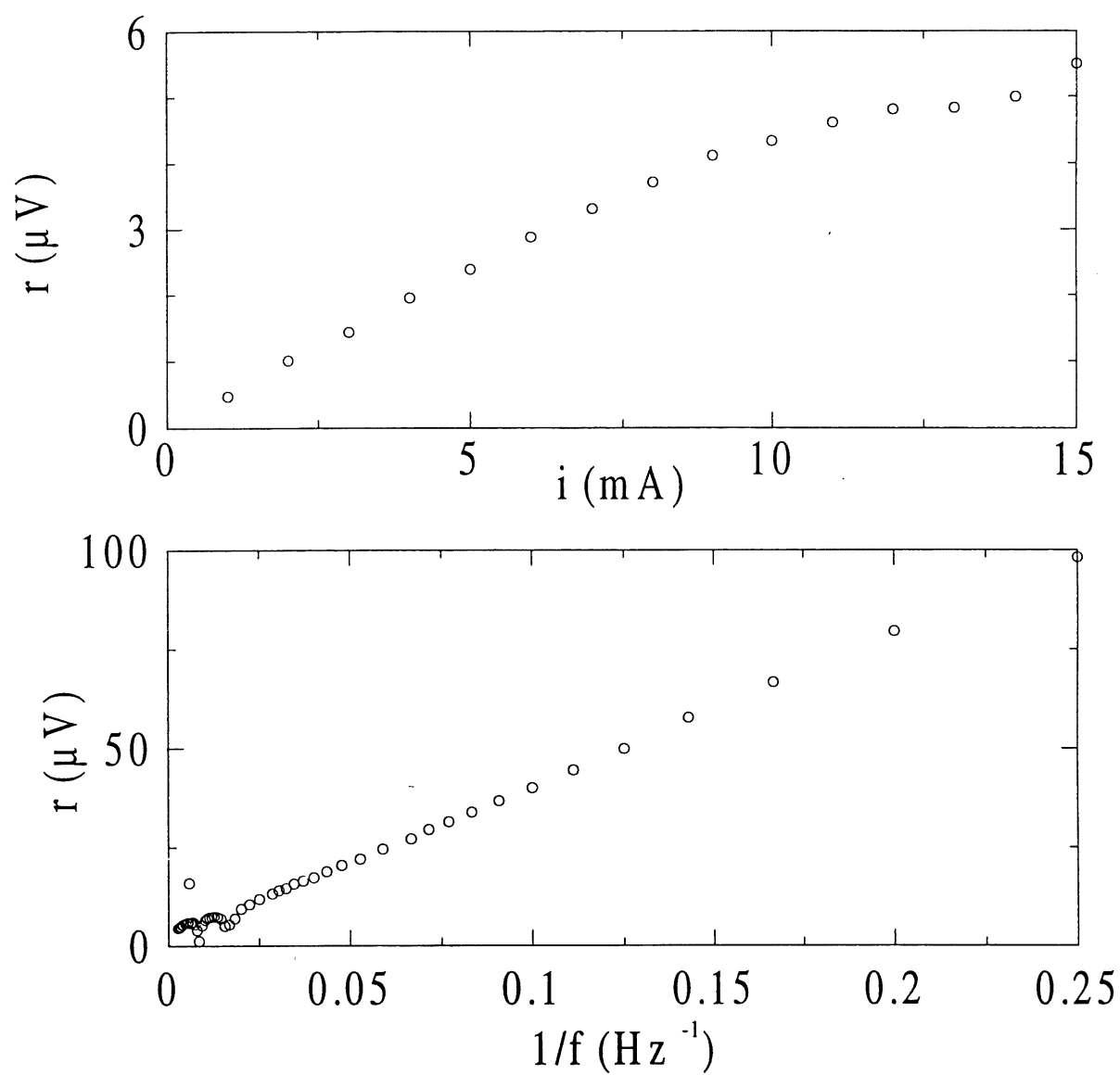


Figure 1.8 : Réponse en courant et en fréquence du détecteur au bismuth.

réponse en fréquence, elle est nécessaire puisque l'ensemble des mesures expérimentales s'effectue en détection synchrone (voir la section photoconductivité). La chute en $\frac{1}{f}$ est due au temps de réponse relativement lent du détecteur.

Dans le processus de recherche du détecteur optimal, deux paramètres ont été considérés: la nature et l'épaisseur du substrat ainsi que la dimension du détecteur. Les substrats étudiés sont le Kapton $25\text{ }\mu\text{m}$, le mylar $25\text{ }\mu\text{m}$, le mylar D $12.5\text{ }\mu\text{m}$, le silicium $100\text{ }\mu\text{m}$ et le SiO_2 $0.5\text{ }\mu\text{m}$ sur silicium. La dimension du détecteur est de 3×3 ou $4 \times 4\text{ mm}^2$. Notre choix s'est finalement arrêté sur un détecteur de $3 \times 3\text{ mm}^2$ sur un substrat de mylar D de $12.5\text{ }\mu\text{m}$.

1.4 c) Améliorations au montage expérimental

L'ensemble des modifications apportées au montage IRL est illustré par des cercles hachurés sur la figure 1.9. Une d'entre elles a été de changer le mode de fonctionnement du laser CO_2 (cercle hachuré (f) sur la figure 1.9). Initialement, un flux continu de gaz circulait à travers le tube laser. Le flux continu de gaz assure la purge du tube et présente donc l'avantage de réduire les problèmes causés par d'éventuelles fuites qui contamineraient le gaz. L'inconvénient majeur de cette méthode est la stabilité de la pression de gaz à mesure que la bouteille de CO_2 se vide. L'amélioration apportée ici consiste à faire fonctionner le laser CO_2 en mode scellé. Dans ce mode d'opération, la stabilité de la pression de gaz est grandement améliorée. Il en résulte ainsi une plus grande stabilité de la puissance de la radiation IRL. En ce qui a trait aux autres modifications, je me contenterai d'en énumérer la liste.

- 1– Entrée des vapeurs pour le laser IRL (cercle hachuré (a) sur la figure 1.9). Tout le circuit de pompage a été remplacé par des tubes en acier inoxydable pour ainsi réduire la contamination.
- 2– Cône surdimensionné à la sortie du laser IRL (cercle hachuré (b) sur la figure 1.9) pour permettre de récolter un maximum de l'intensité IRL. Cette pièce remplace un cône beaucoup plus petit.
- 3– Séparateur de faisceau (cercle hachuré (c) sur la figure 1.9) constitué d'un film de Kapton ($25\text{ }\mu\text{m}$ avec un dépôt de 100 nm d'or). Une partie de l'intensité est dirigée vers le pyromètre et l'autre partie, vers l'échantillon. Avec ce séparateur, la division du faisceau est beaucoup moins dépendante des conditions d'alignement du laser.
- 4– Remplacement du vieux pyromètre au LiTaO_3 par un nouveau beaucoup plus performant (cercle hachuré (d) sur la figure 1.9). Ce travail a été réalisé en très grande partie par Daniel Auger,

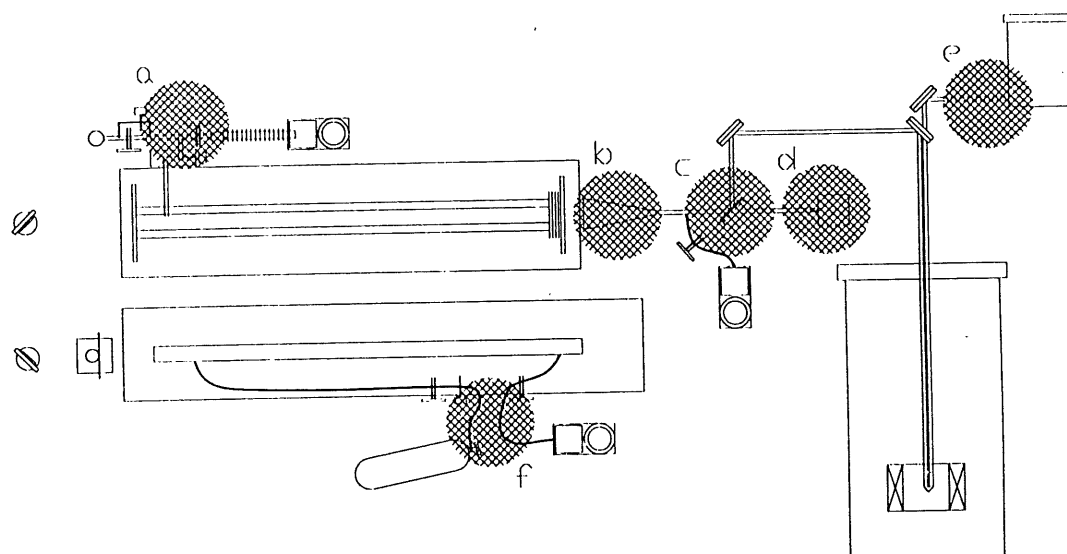


Figure 1.9 : Améliorations au montage IRL: entrée des gaz (a), cône surdimensionné (b), séparateur de faisceau (c), pyromètre au $LiTaO_3$ (d), configuration des tubes de laiton (e) et entrée des gaz pour le laser CO_2 (f).

l'ingénieur au service des départements de physique et de chimie.

- 5- Pour les mesures de transmission optique, le circuit de tubes de laiton a été légèrement modifié. Par rapport à la configuration précédente où le bolomètre était situé près de la table optique, celui-ci est maintenant placé directement au-dessus du cryostat (cercle hachuré (e) sur la figure 1.9). Par rapport à sa position antérieure (5 à 6 m du cryostat), le signal est accru d'au moins 25 %. De plus, lors de la toute dernière série d'expériences, nous avons constaté que sa stabilité est accrue lorsqu'un faible pompage est maintenu sur le bain d'hélium.

1.5 Transmission optique

Comme son nom l'indique, une expérience de transmission optique mesure la quantité de lumière ayant traversé l'échantillon. Dans cette section, deux techniques de mesure de la transmission optique dans l'IRL seront décrites. La première est une mesure de la transmission totale à travers l'échantillon et la seconde utilise une technique de modulation pour faciliter la mise en évidence des résonances recherchées. Ces deux techniques ont été utilisées pour les mesures sur les réseaux de fils quantiques.

1.5 a) Transmission totale

Le montage expérimental utilisé pour la mesure de la transmission totale dans l'IRL est illustré à la figure 1.10. Il nécessite la présence de deux détecteurs bolométriques. Le premier, un pyromètre ($LiTaO_3$) placé avant l'échantillon, mesure un signal proportionnel à l'intensité de la radiation laser incidente. Le second détecteur, un bolomètre au silicium placé après l'échantillon, mesure l'intensité de la radiation transmise. Les deux détecteurs sont branchés à des détecteurs synchrones dont la bande passante est fixée sur la fréquence d'un hacheur placé à la sortie du laser CO_2 . Typiquement, la fréquence de modulation de l'intensité lumineuse est de 400 Hz. Les signaux des détecteurs synchrones sont acheminés vers un micro-ordinateur qui effectue un ratio numérique. L'utilisation du ratio (et de deux bolomètres) est nécessaire à cause de l'impossibilité d'obtenir une parfaite stabilité de l'ensemble laser moléculaire-laser CO_2 . Les meilleurs résultats obtenus en utilisant la technique de ratio a permis d'identifier des résonances dont la variation de transmission est inférieure à un pour cent.

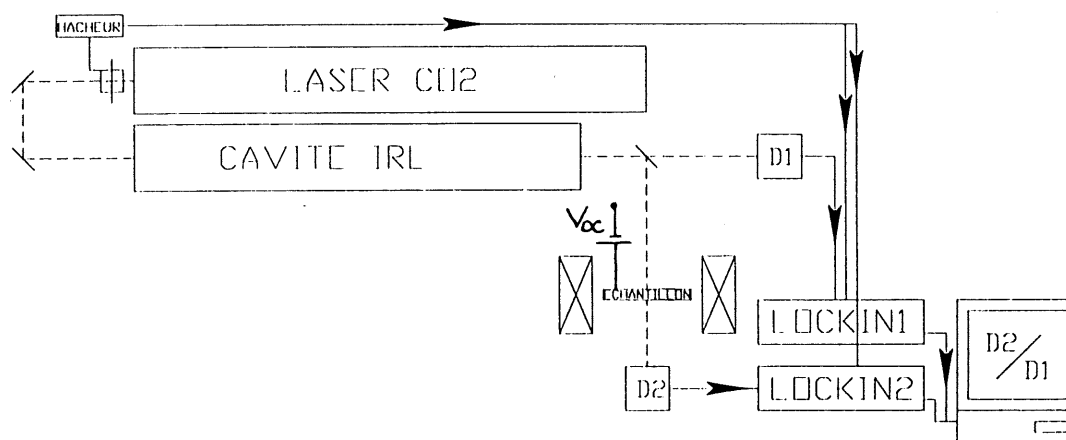


Figure 1.10 : Schéma du montage expérimental pour les mesures de la transmission IRL: technique de transmission totale. La tension sur la grille (appliquée par rapport au gaz 2D) est fixe au cours du temps. La détection du signal au bolomètre (D2) s'effectue à la fréquence de modulation de l'intensité laser (400 Hz). La technique de ratio numérique est utilisée, laquelle nécessite un second détecteur (D1) et la séparation du faisceau laser.

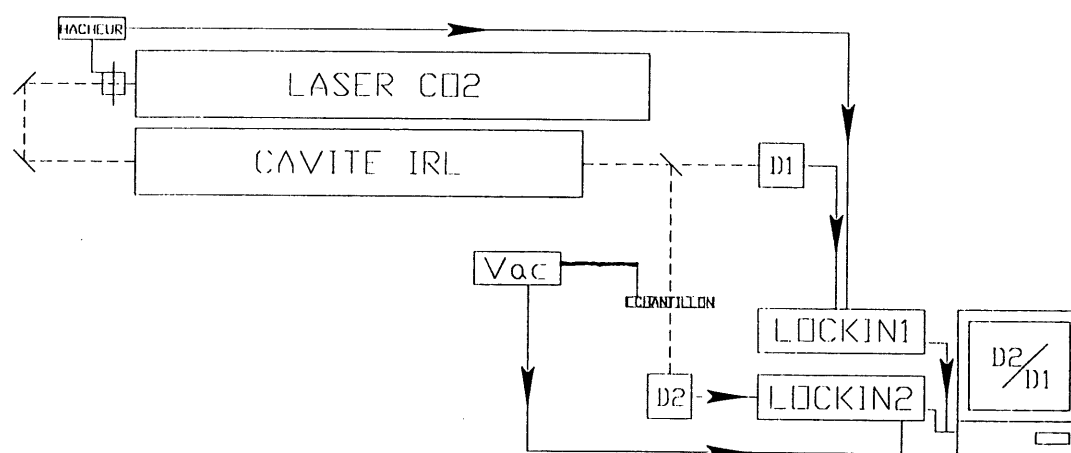


Figure 1.11 : Schéma du montage expérimental pour les mesures de la transmission IRL: technique de transmission en modulation. La tension sur la grille (appliquée par rapport au gaz 2D) est modulée au cours du temps entre la valeur appliquée et une valeur de référence. La détection du signal au bolomètre (D2) s'effectue à la fréquence de modulation de la tension de grille (11 Hz). La technique de ratio numérique est aussi utilisée.

L'appellation transmission totale provient du fait qu'avec ce type de détection, deux contributions s'ajoutent au signal associé au réseau de fils quantiques. En se référant à la figure 1.3, on voit que la région à l'extérieur du méso donnera une contribution constante à la transmission en fonction du champ magnétique, et que la région du méso (à l'exception de la zone sous la grille) présente sous champ magnétique, une forte résonance cyclotron du gaz électronique 2D. On verra plus tard qu'en fait, la résonance cyclotron peut masquer en grande partie la résonance associée au réseau de fils quantiques. Le recours à la seconde technique, décrite ci-après, est beaucoup plus approprié pour révéler le signal dû uniquement au réseau de fils.

1.5 b) **Transmission relative; technique de modulation**

Le montage expérimental utilisé pour la mesure de la transmission relative est illustré à la figure 1.11. Il apparaît à première vue, identique à celui de la transmission totale. Cependant, par rapport à la transmission totale où la tension sur la grille V_g est maintenue fixe, ici, on la fait osciller à basse fréquence (onde carrée à 11 Hz) entre V_{g_0} et la valeur appliquée V_g . Le détecteur synchrone sur lequel est branché le bolomètre est maintenant référencé sur cette fréquence. On extrait ainsi du signal total, seule la contribution associée à la région sous la grille. La tension de référence V_{g_0} est choisie de manière à minimiser la superposition des résonances associées à V_{g_0} avec les résonances associées à V_g . Dans les cas où une telle superposition est présente, plusieurs valeurs de V_{g_0} ont été considérées. Comme cela sera présenté plus loin, la sensibilité atteinte est grandement accrue en comparaison avec la technique de transmission totale. Étant donné que la technique de modulation mesure une différence de signaux de transmission, cette différence peut être tantôt positive, tantôt négative. Du point de vue de la détection synchrone, ces changements de signes se reflètent par un changement de 180° de la phase du signal. Dans le cas où seul le module (R) du signal est mesuré, les changements de signe se traduisent par des zéros d'intensité. Si ces inversions de signes ne sont pas correctement prises en compte, les spectres deviennent tout à fait incompréhensibles. Il faut donc soit noter les changements de phase de 180° ou soit travailler dans un autre mode d'opération, le mode X-Y. Dans le mode X-Y, on peut fixer la phase à une valeur donnant un extremum de X (négatif ou positif) et un zéro de Y (ou inversement). Dans ce cas, la mesure de X contient à la fois l'amplitude et le signe du signal. On vérifiera finalement que la composante Y du signal demeure

toujours nulle.

1.6 Photoconductivité

La mesure de photoconductivité est une technique où l'échantillon tient lieu de détecteur. Cette technique est appropriée dans le cas où la transmission dans l'IRL est très faible, voire nulle. C'est le cas des conducteurs organiques de la famille des sels de Bechgaard qui présentent une conductivité électrique très importante. Expérimentalement, la photoconductivité est une mesure à quatre pointes (ou quatre contacts): un courant constant est injecté dans les contacts extrêmes et une tension oscillant à la fréquence de modulation de l'intensité laser (400 Hz) est détectée sur les contacts intermédiaires. Comme cela sera discuté au chapitre 3, l'origine du signal de photoconductivité est analogue à celle donnée pour le détecteur au bismuth.

Chapitre 2

Onde de densité de spin induite par le champ magnétique: coefficient d'absorption

2.1 Introduction

Ce chapitre fait un bref survol des propriétés générales des systèmes quasi-1D présentant une phase onde de densité de spin (ODS). Elle est suivie d'une description des grandes lignes du 'Modèle Standard' pour la cascade de phases onde de densité de spin induites par le champ magnétique (OD-SIC). L'approche théorique du 'Modèle Standard' est ensuite utilisée pour le calcul du coefficient d'absorption optique.

2.2 Conducteurs organiques quasi-1D: généralités

Les conducteurs organiques quasi-unidimensionnels (quasi-1D) comme par exemple le *TTF* – *TCNQ* ou les sels de Bechgaard [8, 9] $(TMTTF)_2X$ et $(TMTSF)_2X$ ($X = PF_6, ClO_4, \dots$) possèdent une structure cristalline leur conférant des propriétés physiques anisotropes. Quelques références présentent une revue du sujet. [10–12] Les sels de Bechgaard par exemple, sont métalliques à la température ambiante et possèdent une surface de Fermi ouverte (formée de deux feuillets séparés) présentant un gondolement faible dans deux (les directions \hat{b} et \hat{c}) des trois directions cristallines. La figure 2.1 illustre des surfaces de Fermi ouvertes. Dans la plupart des approches théoriques, seules les directions \hat{a} et \hat{b} (celles de meilleure conduction électrique) sont considérées. Leur spectre d'énergie est bien décrit dans une approche de type liaisons fortes,

$$\varepsilon(k_{\parallel}, k_{\perp}) = -2t_a \cos(k_{\parallel}a) - 2t_b \cos(k_{\perp}b), \quad (2.1)$$

avec t_a et t_b , les intégrales de transfert dans les directions \hat{a} et \hat{b} respectivement et avec k_{\parallel} et k_{\perp} , les impulsions dans les directions \hat{a} et \hat{b} respectivement. Pour les sels de Bechgaard, $(TMTSF)_2X$, t_a

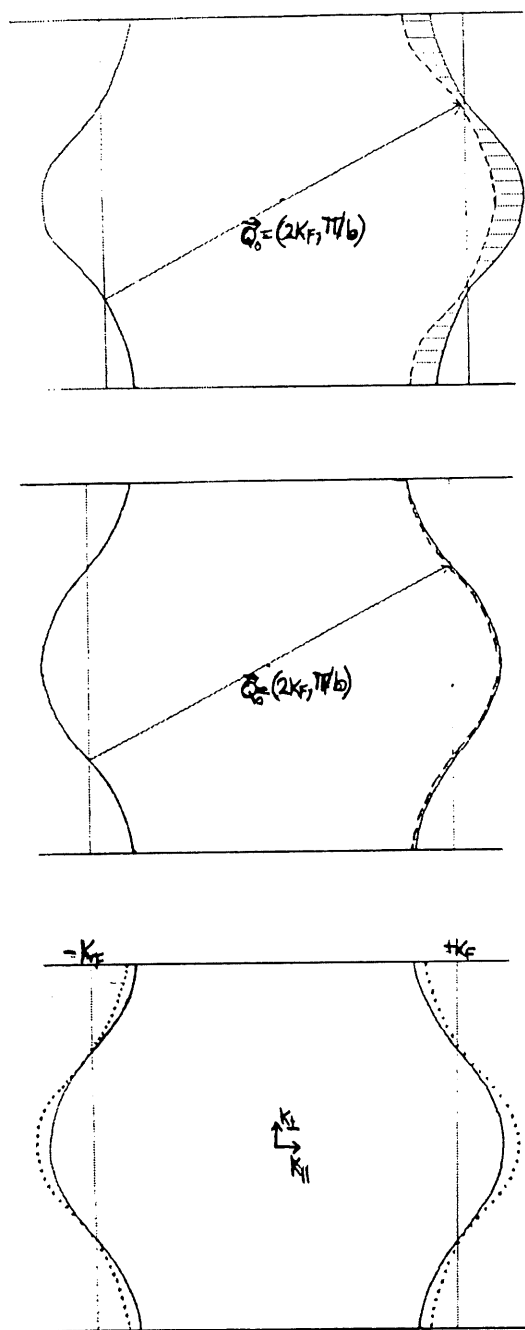


Figure 2.1 : En bas: surfaces de Fermi typique d'un conducteur organique. Au centre et en haut: déplacement du feuillet gauche de la surface de Fermi sur le feuillet droit montrant la symétrie d'emboîtement. Au centre: emboîtement parfait. En haut: emboîtement imparfait.

et t_b sont dans un rapport 30 : 1. Étant donné que seuls les électrons autour du niveau de Fermi sont importants pour la description des propriétés physiques du système (si $E_F \gg k_B T$), la linéarisation du spectre (2.1) autour de $\pm k_F$ est justifiée. On obtient,

$$\varepsilon_p(k_{\parallel}, k_{\perp}) = v_F(p k_{\parallel} - k_F) - 2t_b \cos(k_{\perp} b), \quad (2.2)$$

avec v_F , la vitesse le long des chaînes pour les électrons au niveau de Fermi,

$$v_F = 2t_a a \sin(k_F a).$$

Ici, $p = +(-)$ est l'indice de feuillet et représente les électrons se déplaçant vers l'avant (l'arrière). k_F est l'impulsion au niveau de Fermi dans la direction des chaînes. Il n'est pas difficile de montrer qu'une surface de Fermi décrite par l'équation (2.2) possède une symétrie particulière, la symétrie d'emboîtement (ou de 'nesting'). La condition d'emboîtement pour le spectre d'énergie $\varepsilon_p(k_{\parallel}, k_{\perp})$ s'écrit

$$\varepsilon_p(k_{\parallel} + 2k_F, k_{\perp} + \pi/b) = -\varepsilon_{-p}(k_{\parallel}, k_{\perp}). \quad (2.3)$$

De cette équation, on définit un vecteur d'emboîtement, $\vec{Q} = (Q_{\parallel}, Q_{\perp}) = \vec{Q}_o = (2k_F, \pi/b)$. Il s'agit d'une symétrie électron-trou se reflétant par le signe moins (-) de l'équation (2.3). La figure 2.1 (centre) illustre la symétrie d'emboîtement où le feuillet gauche de la surface de Fermi est translaté de \vec{Q}_o sur le feuillet droit. Un calcul de la fonction de réponse de Linhard $\chi_o(\vec{Q})$ du système électronique montre que la symétrie décrite par l'équation (2.3) mène à l'instabilité de la phase métallique à température nulle. À température finie, on comprend l'apparition de l'instabilité du fait que dans une structure quasi-1D, la réduction de l'espace des phases (ou espace des états) entraîne une interaction accrue entre les électrons. Elle devient singulière à température finie si $\chi_o(\vec{Q})$ développe une singularité à \vec{Q}_o . De cette instabilité naissent des phases exotiques dont la nature dépend de l'interaction dominante, laquelle combine les processus de diffusion vers l'avant, vers l'arrière ou Umklapp lorsque la bande est demi-remplie. La phase stabilisée est de type onde de densité de charge (ODC) ou de spin (ODS) et lorsqu'il y a couplage avec le réseau, elle est de type Peierls ou spin-Peierls respectivement.

Chez certains conducteurs organiques quasi-unidimensionnels de la série des sels de Bechgaard, la présence d'importantes déviations aux conditions d'emboîtement parfait détruit l'état ODS. La fi-

gure 2.1 (en haut) montre le cas d'un emboîtement imparfait des feuilletts de la surface de Fermi. Étant donné que l'équation (2.3) n'est pas satisfaite, $\chi(\vec{Q}_o, T)$ sature à basse température et la phase ODS n'est pas stabilisée. En fait, l'écart à l'emboîtement parfait est tellement important chez ces composés qu'une phase supraconductrice est plutôt observée en-dessous de 1 K. C'est le cas du $(TMTSF)_2ClO_4$ à pression ambiante et de $(TMTSF)_2PF_6$ ou AsF_6 sous pression hydrostatique. Théoriquement, on caractérise l'écart à l'emboîtement parfait par l'ajout d'un terme en $2t'_b \cos(2k_\perp b)$ à l'équation (2.2). De façon générale, on écrit,

$$\varepsilon_p(k_\parallel, k_\perp) = v_F(pk_\parallel - k_F) + t_\perp(k_\perp b), \quad (2.4)$$

avec,

$$t_\perp(k_\perp b) = -2t_b \cos(k_\perp b) - 2t'_b \cos(2k_\perp b). \quad (2.5)$$

Typiquement, t'_b est dix fois plus faible que t_b . Dans la prochaine section, on montre que la symétrie d'emboîtement peut être restaurée par l'application d'un champ magnétique dans la direction transverse au plan conducteur.

2.3 Onde de densité de spin induite par le champ magnétique: 'Modèle Standard'

Une propriété remarquable du $(TMTSF)_2ClO_4$ est la présence à basse température d'une cascade de transitions de phase ODS induites par le champ magnétique (ODSIC). [11] Théoriquement, les phases ODSIC sont bien décrites par un modèle de type champ moyen appelé le 'Modèle Standard'. [2, 3, 13–18] Son succès tient du fait qu'il rend compte de la plupart des résultats expérimentaux (diagramme de phase, chaleur spécifique, aimantation, effet Hall, ...). L'idée initiale pour le 'Modèle Standard' est tirée de travaux par Gor'kov et Lebed' [171] et a été reprise par Montambaux, Héri-tier et Lederer. [13] Ils démontrèrent que pour un gaz d'électrons quasi-1D fortement anisotrope, la symétrie d'emboîtement peut être rétablie lorsque qu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan conducteur (plan $a-b$). Physiquement, on comprendra que dans cette géométrie particulière, l'ajout d'un champ magnétique contribue à confiner les électrons sur une seule chaîne pour ainsi réduire t'_b et restaurer la condition d'emboîtement parfait. La condition sur l'amplitude du champ magnétique pour que l'effet soit présent est atteinte lorsque l'énergie cyclotron $\omega_c = eHbv_F$

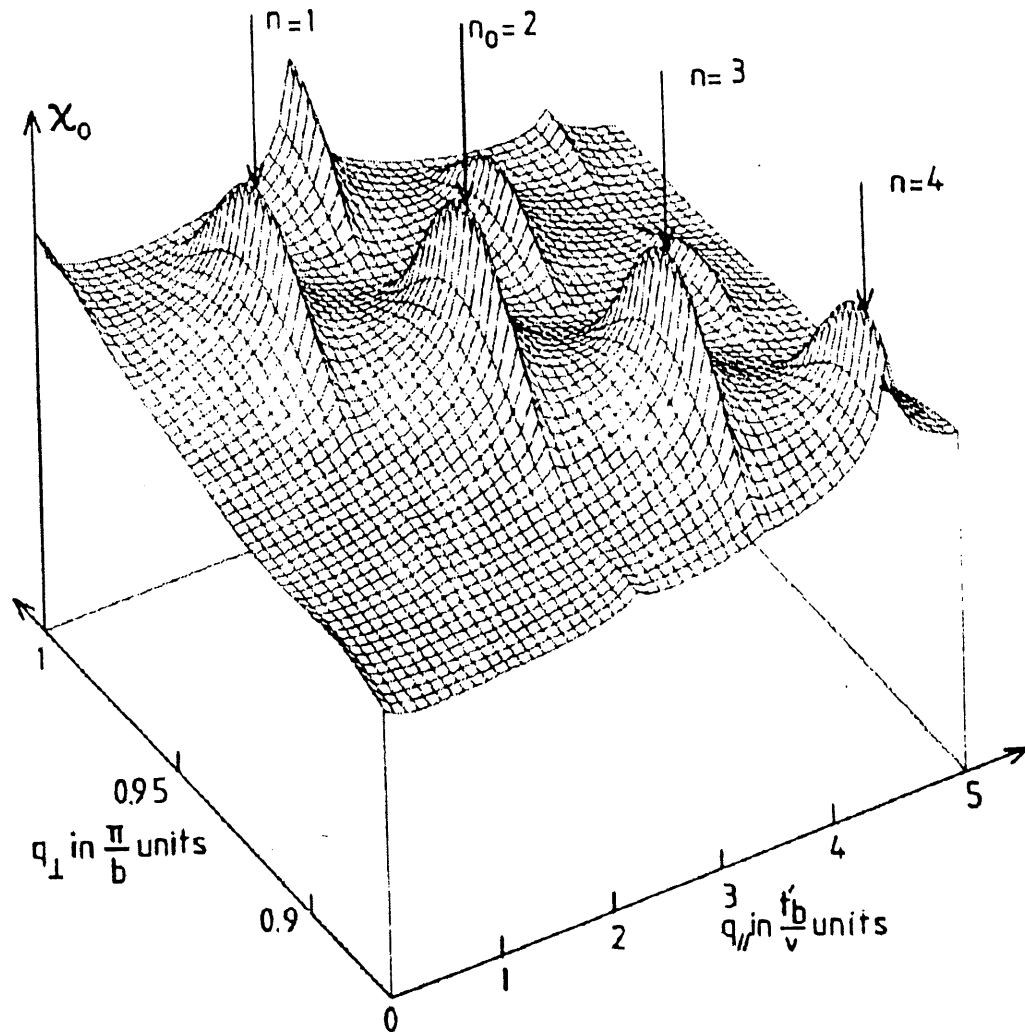


Figure 2.2 : Susceptibilité du gaz d'électrons présentant des maxima en fonction du vecteur d'emboîtement. Le vecteur d'emboîtement est quantifié par le champ magnétique (référence [2]).

devient plus importante que t'_b .

Les phases ODSIC possèdent une caractéristique particulière, la quantification du vecteur d'emboîtement. Cette caractéristique tire son origine du fait, qu'en fonction du champ magnétique, il y a compétition entre l'énergie de condensation liée à l'emboîtement et celle de nature diamagnétique, intrinsèque aux poches de porteurs. La valeur du vecteur d'emboîtement fixe la taille des poches de porteurs dont l'aire est contrainte à contenir un nombre entier de quanta de flux magnétique (ou de niveaux de Landau). En fonction du champ magnétique, le vecteur d'emboîtement change discontinuellement donnant lieu à la cascade de transitions de phase (premier ordre). Dans le cadre du 'Modèle Standard', il fut démontré que le vecteur d'onde d'emboîtement prend les valeurs quantifiées $(Q_{\parallel}, Q_{\perp}) = (2k_F + meHb, Q_{\perp})$ avec $m = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ [13]. De plus, cette condition de quantification du vecteur d'emboîtement est cohérente avec la quantification du flux magnétique à travers l'aire circonscrite par les feuilletts translatsés (ou poches de porteurs correspondant à la région hachurée de la figure 2.1). La figure 2.2 montre la susceptibilité du gaz électronique dont le spectre d'énergie est caractérisé par l'équation (2.4). Celle-ci présente une série de maxima dont l'un d'entre eux, le plus important, détermine le vecteur d'emboîtement pour la phase stabilisée (dans la $N^{ième}$ phase $(Q_{\parallel}^N, Q_{\perp}^N) = (2k_F + NeHb, Q_{\perp}^N \cong \frac{\pi}{b})$). Le spectre d'énergie dans les phases ODSIC est caractérisé par une hiérarchie de sous-bandes de Landau séparées par des bandes interdites de type ODS dont l'amplitude et la position par rapport au niveau de Fermi dépend du champ magnétique. [14] La plus grande bande interdite se trouve au niveau de Fermi.

Dans la suite de ce chapitre, un calcul du coefficient d'absorption dans la cascade de phases ODSIC est effectué en utilisant l'approche développée dans le 'Modèle Standard'. D'abord, une expression pour la fonction de corrélation courant-courant sous champ magnétique est déterminée. Ensuite, nous présentons un calcul explicite pour deux cas considérés par Poilblanc et Lederer. [15, 16] Premièrement, l'approximation à une seule bande interdite (ou SGA pour Single-Gap Approximation), où, comme son nom l'indique, seule la bande interdite au niveau de Fermi intervient dans le calcul. Dans le second cas, toutes les autres bandes interdites sont introduites en perturbation (approximation à plusieurs bandes interdites ou MGA pour Multi-Gap Approximation).

2.4 Absorption optique

Pour calculer les propriétés physiques dans la phase condensée, un formalisme basé sur les équations du mouvement a été développé. [2] Le hamiltonien de départ pour la description du système est de type champ moyen et contient une interaction électron-électron à courte distance paramétrisée par λ . En considérant l'effet du champ magnétique dans la jauge de Landau $(0, Hx, 0)$ et la substitution de Peierls, on obtient,

$$H = \sum_{p, \vec{k}, \sigma} \varepsilon_{p, \sigma}(k_{\parallel}, k_{\perp} - eHx) \Psi_p^{\sigma\dagger}(\vec{k}) \Psi_p^{\sigma}(\vec{k}) + \frac{1}{2} \sum_{p, \vec{k}, \sigma} \Delta^*(\vec{Q}_o) \Psi_p^{\sigma\dagger}(\vec{k} - \vec{Q}_o) \Psi_{\bar{p}}^{\bar{\sigma}}(\vec{k}) + H.C. \quad (2.6)$$

avec l'équation pour le paramètre d'ordre,

$$\Delta^*(\vec{Q}_o) = -\lambda \left\langle \Psi_p^{\sigma}(k_{\parallel}, k_{\perp}) \Psi_{\bar{p}}^{\bar{\sigma}\dagger}(k_{\parallel} + Q_{\parallel}^N, k_{\perp} + Q_{\perp}^N) \right\rangle. \quad (2.7)$$

Ce traitement est de type champ moyen, c'est-à-dire que le terme d'interaction apparaissant dans le hamiltonien total a été contracté de manière à ne contenir que deux opérateurs fermioniques. Les équations du mouvement (ou équations de Gor'kov dans le contexte de la supraconductivité [172]) consistent en une réécriture de l'équivalent de l'équation de Schrödinger pour les fonctions de Green normale et anormale, $G_{pp}^{\sigma\sigma}$ et $F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}$,

$$G_{pp}^{\sigma\sigma}(x, x', k_{\perp}; \tau - \tau') = - \left\langle T_{\tau} \Psi_p^{\sigma}(x, k_{\perp}, \tau) \Psi_p^{\sigma\dagger}(x', k_{\perp}, \tau') \right\rangle \quad (2.8)$$

et,

$$F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x', k_{\perp}; \tau - \tau') = - \left\langle T_{\tau} \Psi_p^{\sigma}(x, k_{\perp}, \tau) \Psi_{\bar{p}}^{\bar{\sigma}\dagger}(x', k_{\perp} + Q_{\perp}^N, \tau') \right\rangle e^{iQ_{\parallel}^N x}. \quad (2.9)$$

Ici, $\langle \dots \rangle$ est une moyenne thermodynamique sur l'ensemble des états et T_{τ} est l'opérateur de mise en ordre chronologique pour le 'temps' de Matsubara τ . La fonction anormale rend manifeste la présence de l'état condensé ODS. L'indice N pour Q_{\parallel}^N et Q_{\perp}^N marque la dépendance de la composante transverse du vecteur d'emboîtement sur le numéro de la phase ODSIC. La valeur de Q_{\perp}^N dépend du champ magnétique et atteint $\frac{\pi}{b}$ (sa valeur à $t_b' = 0$) à champ magnétique fort. Sur la figure 2.2, on peut voir que la valeur de Q_{\perp}^N pour un extrémum de χ_o^N dépend de N . Les fonctions de Green sont écrites dans une représentation mixte, c'est-à-dire, l'espace réel dans une direction et l'espace réciproque dans l'autre. Ce choix est relié au fait que, sous champ magnétique, l'espace réciproque

ne constitue plus une bonne base pour la description du système. On obtient,

$$\left[i\omega_n + \sigma\mu_B H + ip\frac{\partial}{\partial x} + v_F k_F - t_{\perp}(k_{\perp} - eHx) \right] G_{pp}^{\sigma\sigma}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) + \Delta(x) F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) = \delta(x - x') \quad (2.10)$$

et,

$$\left[i\omega_n - \sigma\mu_B H - ip\frac{\partial}{\partial x} - v_F k_F - NeHbv_F - t_{\perp}(k_{\perp} - eHx) \right] F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) + \Delta^*(x) G_{pp}^{\sigma\sigma}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) = 0$$

Ces équations doivent être solutionnées de manière auto-cohérente avec l'équation (2.7). Cette dernière s'écrit simplement à partir de la fonction de Green anormale

$$\Delta^*(x) = \lambda T \sum_{\omega_n} \langle F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x, k_{\perp}; \omega_n) \rangle_{k_{\perp}}. \quad (2.11)$$

Ici, $\langle \dots \rangle_{k_{\perp}}$ est une moyenne sur k_{\perp} . Les équations du mouvement se simplifient en procédant aux deux transformations suivantes dont le détail a déjà été publié. [15, 173] Premièrement, il s'agit de définir de nouvelles fonctions de Green, lesquelles diffèrent des anciennes par un facteur de phase. Ces facteurs de phase contiennent les termes d'énergie transverse, d'énergie Zeeman et le terme $v_F k_F$. Ils sont choisis de manière à satisfaire les équations (2.10) et (2.11) simultanément,

$$\begin{aligned} G_{pp}^{\sigma\sigma}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) &= g_{pp}(x, x'; \omega_n) e^{i\Phi(x, x', k_{\perp}, \sigma)} \\ F_{p\bar{p}}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x', k_{\perp}; \omega_n) &= f_{p\bar{p}}(x, x'; \omega_n) e^{i\Theta(x, x', k_{\perp}, \sigma)}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Deuxièmement, on peut simplifier davantage le résultat obtenu en prenant la transformée de Fourier des nouvelles fonctions de Green par rapport à x et x' ,

$$g_{pp}(x, x'; \omega_n) = \sum_m \int dk \cdot g_m(k; \omega_n) \cdot e^{-ipk(x-x')} e^{ipm[k_{\perp} - eHx - \frac{1}{2}pQ_{\perp}^N]b} \quad (2.13)$$

$$f_{p\bar{p}}(x, x'; \omega_n) = e^{ipz \sin(k_{\perp} + \frac{1}{2}pQ_{\perp}^N)b + ipz' \sin(2k_{\perp} + pQ_{\perp}^N)b} \quad (2.14)$$

$$\sum_m \int dk \cdot f_m(k; \omega_n) \cdot e^{ipk(x-x')} e^{-ipm[k_{\perp} - eHx + \frac{1}{2}pQ_{\perp}^N]b}. \quad (2.15)$$

Les coefficients z et z' sont égaux respectivement à $\frac{4t_b}{\omega_c} \cos \frac{1}{2}Q_{\perp}^N b$ et $\frac{2t_b'}{\omega_c} \cos Q_{\perp}^N b$ avec $\omega_c = eHbv_F$,

l'énergie cyclotron. Le résultat final s'écrit.

$$\begin{aligned}
 [i\omega_n - kv_F - m\omega_c] g_m(k; \omega_n) + \sum_j \delta_j f_{m+j}(k; \omega_n) &= \delta(m) \\
 [i\omega_n + kv_F + (m - N)\omega_c] f_m(k; \omega_n) + \sum_j \delta_j^* g_{m+j}(k; \omega_n) &= 0 \\
 \Delta^2 = UT \sum_m \sum_{\omega_n} \int dk \delta_m f_m(k; \omega_n) &
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

avec $\delta(m)$, un delta de Kronecker. $\delta_j = \Delta I_j$ est l'amplitude de la $j^{ième}$ bande interdite, laquelle est constituée du produit du paramètre d'ordre par un facteur dépendant du champ magnétique

$$I_j = \sum_m J_{j-2m}(z) J_m(z'). \tag{2.17}$$

Les J_m sont des fonctions de Bessel. Les équations (2.16) peuvent être réécrites sous la forme d'équations de Dyson,

$$\begin{aligned}
 g_m(k; \omega_m) &= \frac{\delta(m)}{i\omega_n - kv_F} + \\
 &\sum_{n, n'} \frac{\delta_{N+n} \delta_{N+n'}^* g_{m+n-n'}(k; \omega_n)}{[i\omega_n - kv_F - m\omega_c] [i\omega_n + kv_F + m\omega_c + n\omega_c]}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

et,

$$\begin{aligned}
 f_{N+m}(k; \omega_m) &= -\frac{\delta_{N+m}^*}{[i\omega_n - kv_F] [i\omega_n + kv_F + m\omega_c]} + \\
 &\sum_{n, n'} \frac{\delta_{N+n} \delta_{N+n'}^* f_{N+m+n-n'}(k; \omega_n)}{[i\omega_n + kv_F + m\omega_c] [i\omega_n - kv_F - m\omega_c + n'\omega_c]}.
 \end{aligned}$$

Une écriture diagrammatique a aussi été développée pour ces équations qui renferment tous les ingrédients pour le calcul de n'importe quelle fonction de corrélation. En particulier, pour le présent travail, notre intérêt s'est porté sur la fonction de corrélation courant-courant, laquelle peut être reliée à l'absorption optique à travers l'expression suivante.

$$\alpha_{xx}(\omega) = -\frac{4\pi}{\omega} \Pi_{xx}(\omega). \tag{2.19}$$

$\Pi_{xx}(\omega)$ représente la composante xx à $\vec{q} = 0$ de la fonction de corrélation courant-courant à la

fréquence ω . Dans le cas le plus général, elle est donnée en temps imaginaire par le tenseur,

$$\Pi_{\alpha\beta}(\tau - \tau', \vec{q}) = - \left\langle T_{\tau} j_{\alpha}(\vec{q}, \tau) j_{\beta}(\vec{q}, \tau') \right\rangle \quad (2.20a)$$

avec,

$$\vec{j}_p(\vec{r}, \tau) = \sum_{\vec{q}} \vec{j}_p(\vec{q}, \tau) \cdot e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} = \frac{1}{2im} \sum_{\sigma} \left(\Psi_p^{\sigma\dagger}(\vec{r}, \tau) \nabla_{\mathbf{r}} \Psi_p^{\sigma}(\vec{r}, \tau) - \nabla_{\mathbf{r}} \Psi_p^{\sigma\dagger}(\vec{r}, \tau) \Psi_p^{\sigma}(\vec{r}, \tau) \right) \quad (2.21)$$

Par simplicité, les valeurs de \hbar et de la charge électrique sont fixées à un. Le calcul explicite de cette fonction est effectué dans la suite.

La première étape de ce calcul consiste à écrire \vec{j}_p^{σ} en termes d'opérateurs exprimés dans la représentation mixte. Cette étape est triviale et la composante x donne,

$$j_{p(x)}(q_{\parallel}, q_{\perp}, \tau) = \frac{1}{2im} \sum_x e^{-iq_{\parallel}x} \sum_{k_{\perp}, \sigma} \left[\Psi_p^{\sigma\dagger}(x, k_{\perp}, \tau) \frac{\partial}{\partial x} \Psi_p^{\sigma}(x, k_{\perp} + q_{\perp}, \tau) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \Psi_p^{\sigma\dagger}(x, k_{\perp}, \tau) \right) \Psi_p^{\sigma}(x, k_{\perp} + q_{\perp}, \tau) \right] \quad (2.22)$$

On peut mentionner à ce point-ci que la contribution au courant total provenant des paires électrons-trous non-appariées (terme de Drude) ainsi que la contribution provenant du mode collectif (ancré ou non) ne sont pas incluses dans le traitement qui suit. La simplification de cette équation passe par l'écriture des équations du mouvement pour $\Psi_p^{\sigma\dagger}$ et Ψ_p^{σ} . Sans élaborer sur les détails de calcul, mentionnons que cette étape permet de remplacer la dérivée spatiale par une dérivée par rapport au 'temps' de Matsubara. Ceci est rendu possible grâce à la linéarisation du spectre d'énergie dans la direction parallèle aux chaînes. Après quelques pages de calcul, on trouve en étape intermédiaire,

$$\Pi_{xx}(q_{\parallel}, q_{\perp}, \tau - \tau') = - \frac{1}{4m^2 v_F^2} \sum_{\sigma\sigma', pp'} \sum_{xx', k_{\perp}k'_{\perp}} e^{-iq_{\parallel}(x+x')} p p' \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial}{\partial \tau'} \left\langle T_{\tau-\tau'} \Psi_p^{\sigma\dagger}(x, k_{\perp}, \tau) \Psi_p^{\sigma}(x, k_{\perp}, \tau) \Psi_p^{\sigma'\dagger}(x', k'_{\perp} + q_{\perp}, \tau') \Psi_p^{\sigma'}(x', k'_{\perp} + q_{\perp}, \tau') \right\rangle. \quad (2.23)$$

On utilise la décomposition de Wick pour exprimer la moyenne sur quatre opérateurs en somme sur toutes les combinaisons de produits de moyennes de deux opérateurs. En identifiant chaque moyenne à une fonction Green tel que définie plus haut, on trouve, dans l'espace des fréquences de

Matsubara ($i\omega_n$ et $i\Omega$) et pour $\vec{q} = 0$,

$$\begin{aligned} \Pi_{xx}(\Omega) = & \frac{\Omega^2}{4m^2v_F^2} \sum_{\sigma,p,x,x',k_\perp} \sum_{\omega_n} G_{pp}^{\sigma\sigma}(x, x', k_\perp; \omega_n) G_{pp}^{\sigma\sigma}(x', x, k_\perp; \omega_n - \Omega) \\ & - \frac{\Omega^2}{4m^2v_F^2} \sum_{\sigma,p,x,x',k_\perp} \sum_{\omega_n} F_{pp}^{\sigma\bar{\sigma}}(x, x', k_\perp; \omega_n) F_{pp}^{\bar{\sigma}\sigma}(x', x, k_\perp; \omega_n - \Omega) e^{ipQ_\parallel(x-x')}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

La présence du signe moins pour le terme en $F_{pp}^{\sigma\bar{\sigma}} F_{pp}^{\bar{\sigma}\sigma}$ provient de la somme sur les indices de branche. Comme il sera discuté plus loin, ce signe est primordial pour que Π_{xx} soit différent de zéro. Dans le but de pouvoir utiliser cette expression, nous appliquons à $G_{pp}^{\sigma\sigma} G_{pp}^{\sigma\sigma}$ et à $F_{pp}^{\sigma\bar{\sigma}} F_{pp}^{\bar{\sigma}\sigma}$ de Π_{xx} les mêmes transformations qui ont été utilisées pour la réduction des équations du mouvement.

Il en résulte une forme simple pour la fonction de corrélation courant-courant à $\vec{q} = 0$, soit

$$\begin{aligned} \Pi_{xx}(\Omega) = & \frac{\Omega^2}{2m^2v_F^2} \sum_m \int dk \sum_{\omega_n} g_m(k; \omega_n) g_{-m}(k; \omega_n - \Omega) \\ & - \frac{\Omega^2}{2m^2v_F^2} \sum_m \int dk \sum_{\omega_n} f_{N+m}(k; \omega_n) f_{N+m}(-k - m; \omega_n - \Omega). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dans la prochaine partie, deux cas sont considérés pour le calcul de Π_{xx} . Premièrement, l'approximation à une seule bande interdite (ordre zéro ou SGA) avec $\delta_{N+m} \neq 0$ pour $m = 0$ seulement. En d'autres mots, une situation où seule la bande interdite au niveau de Fermi est considérée. Dans le second cas, (approximation à plusieurs bandes interdites ou MGA), toutes les bandes interdites sont traitées de manière perturbative au premier ordre.

2.4 a) Ordre zéro ou approximation à une bande interdite

Pour le calcul de $g_m^{(0)}$ et $f_m^{(0)}$ à l'ordre zéro, il suffit de retenir dans l'équation (2.18) que les termes avec δ_N non-nul, c'est-à-dire, seule la bande interdite au niveau de Fermi est considérée. L'expression pour g_m et f_{N+m} dans l'approximation à une bande interdite s'écrit,

$$g_m^{(0)}(k; i\omega_n) = -\frac{i\omega_n + kv_F}{(i\omega_n + kv_F)(i\omega_n - kv_F) - \delta_N^2} \delta(m) \quad (2.26)$$

et,

$$f_{N+m}^{(0)}(k; i\omega_n) = -\frac{\delta_N^*}{(i\omega_n + kv_F)(i\omega_n - kv_F) - \delta_N^2} \delta(m).$$

Rappelons que N et m sont des entiers positifs et négatifs et que $\delta(m)$ est un delta de Kronecker

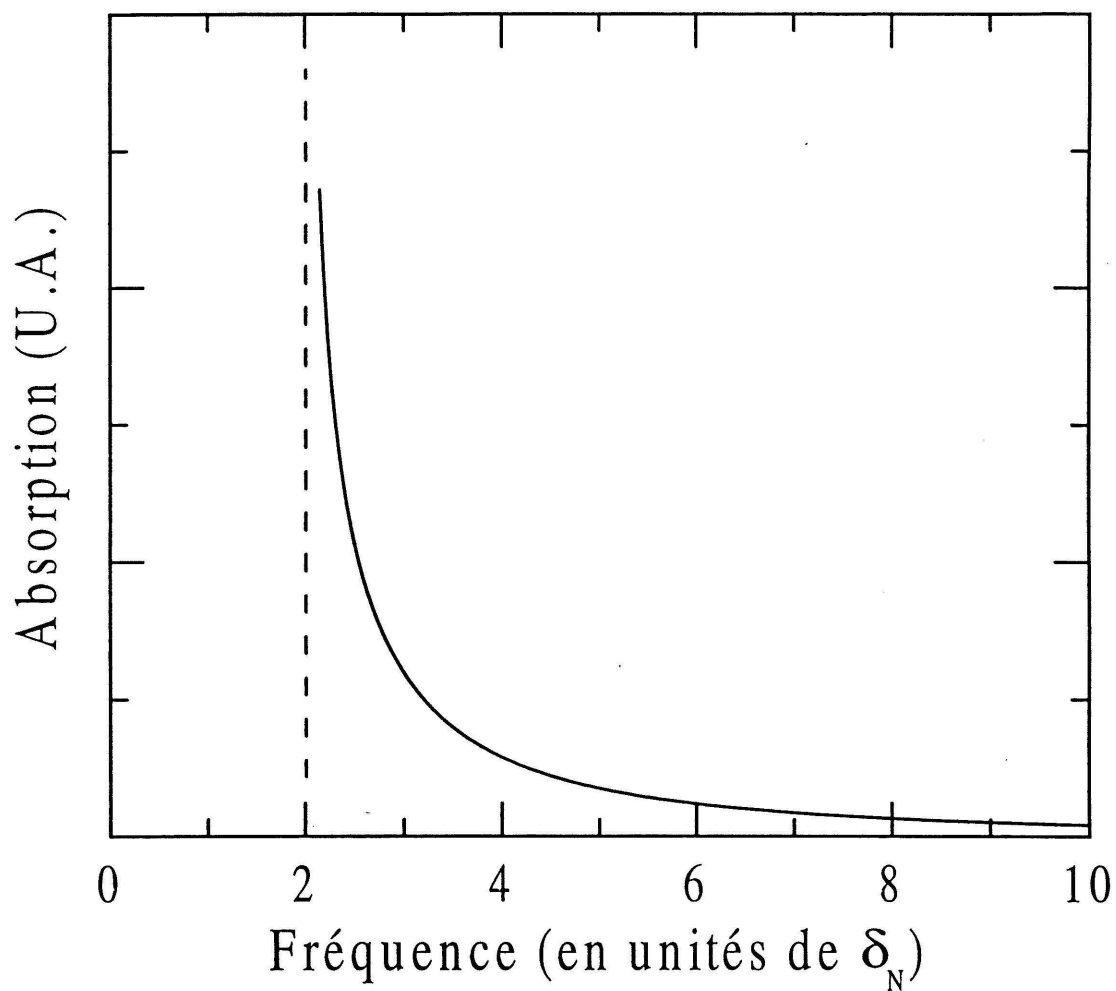


Figure 2.3 : Coefficient d'absorption dans l'approximation à une bande interdite (SGA). Le résultat est similaire au cas Peierls mais avec une bande interdite (δ_N) dont l'amplitude dépend du champ magnétique.

limitant m à la valeur zéro. Dans cette approximation, le calcul de la fonction de corrélation courant-courant est direct et sans embûche. L'absorption optique se lit,

$$\alpha_{xx}^{(0)}(\omega) \propto \frac{\delta_N^2}{\omega \sqrt{\omega^2 - 4\delta_N^2}} \tanh \frac{\beta\omega}{4}. \quad (2.27)$$

La valeur exacte du facteur de proportionnalité est omise puisque qu'elle ne présente pas d'intérêt particulier ici. À notre étonnement, nous trouvons que $g_0^{(0)} g_0^{(0)}$ and $f_N^{(0)} f_N^{(0)}$, les deux seules contributions à l'ordre zéro, sont identiques mais de signes opposés. Donc, il en résulte une contribution non-nulle à l'absorption optique, laquelle est identique au traitement Peierls, mais avec une bande interdite (δ_N) contenant une dépendance en champ magnétique. Cette situation est cependant différente du cas supraconducteur où l'absorption optique est nulle dans un traitement semblable (limite propre). Pour trouver une absorption optique finie, on doit inclure l'effet des impuretés (limite sale). Une discussion basée sur ces deux limites ne semble pas appropriée pour le cas d'une ODS puisque l'absorption optique obtenue du traitement ci-haut est non-nulle. Ce résultat diffère de certaines idées déjà introduites pour expliquer certaines données expérimentales. [174, 175] La figure 2.3 présente le résultat de l'équation (2.27) sur une échelle réduite en termes de $\frac{\omega}{\delta_N}$ à basse température ($\beta\omega \ll 1$). Tel que prévu, une seule résonance est observée à $2\delta_N$ (à 2 sur la figure) avec une queue s'étendant à haute fréquence. Une divergence est obtenue puisque l'effet d'un temps de vie fini n'a pas été considéré ici. La position de la résonance en fonction du champ magnétique est déterminée par l'évolution de δ_N . Ce calcul a déjà été effectué par Montambaux et Poilblanc qui montrèrent que, dans l'approximation à une bande interdite, δ_N suit exactement le comportement BCS, $\frac{\pi}{\gamma} T_c^{(0)}(H)$. [14] L'approximation à une seule bande interdite devient exacte lorsque le champ magnétique est infini. Sur la figure 2.6, on constate qu'au-delà de 10 T, le rapport $\frac{\gamma\delta_N}{\pi T_c}$ est égal à un.

Physiquement, on peut montrer à l'aide d'arguments simples que l'absorption optique par les électrons condensés est similaire à l'absorption optique à travers la bande interdite d'un semi-conducteur par exemple: la transition est de type dipolaire-électrique. Pour l'absorption optique en général, la présence d'un dipôle électrique engendré par l'excitation d'une paire électron-trou est à la base des règles de sélection. En d'autres mots, l'excitation d'une paire électron-trou doit générer un moment dipolaire électrique pour que l'absorption des photons puisse avoir lieu. Dans l'espace réel, la présence d'un dipôle électrique est associée à une séparation des charges électriques. Dans le cas des

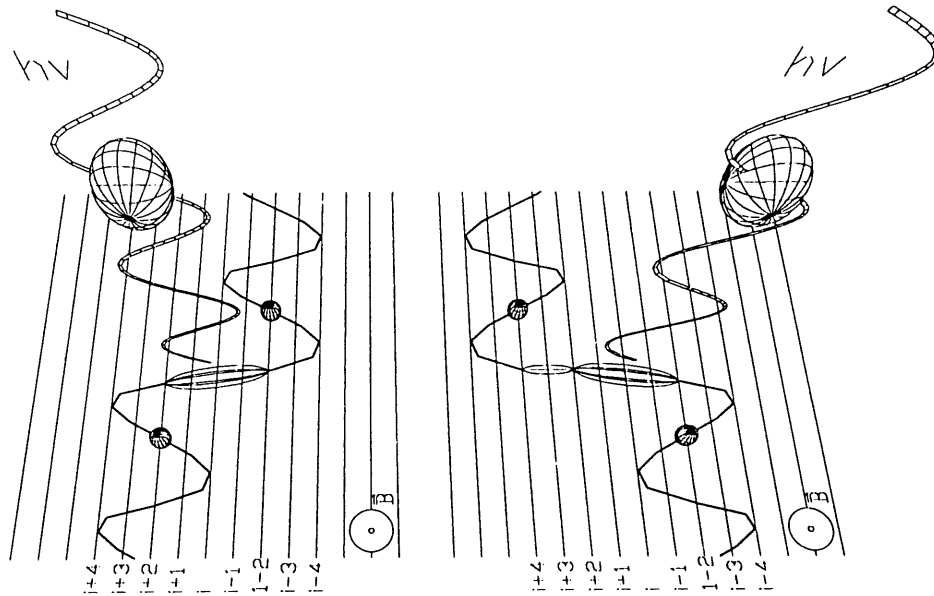


Figure 2.4 : Représentation dans l'espace réel de l'appariement de l'électron et du trou dans la N^e phase ODSIC. À gauche: excitation à $2\delta_N$ qui correspond à briser une paire électron-trou et à la retrouver séparée de N chaînes. Les ellipses concentriques illustrent une paire appariée ($N = 5$) et l'ondulation dans le plan des chaînes montre le mouvement des particules libres sous champ magnétique. À droite: excitation à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$ qui correspond à briser une paire électron-trou et à la retrouver séparée de $N + m$ chaînes ($m = 2$).

phases ODSIC, Yakovenko a démontré que dans la N^e phase, le mécanisme d'appariement se produit entre un électron et un trou séparés spatialement de N chaînes. [176] Donc, lorsqu'une paire électron-trou se brise, chaque particule se retrouve respectivement sur la chaîne i et $i + N$. Ce mécanisme crée le moment dipolaire nécessaire à l'absorption optique. La figure 2.4 (à gauche) illustre le processus d'absorption d'un photon d'énergie $\omega = 2\delta_N$ par lequel une paire électron-trou se brise pour se retrouver séparée de N chaînes.

Cette transition optique peut aussi être décrite dans l'espace réciproque. La figure 2.5 montre un spectre d'énergie pour la phase ODSIC $N = 2$ calculé à partir du 'Modèle Standard'. Chaque bande interdite origine de la modulation magnétique de l'ODSIC. Les fonctions d'onde à la position des extréma de bandes sont des ondes stationnaires. Elles sont formées de la superposition d'ondes planes qui appartenaient à l'origine aux branches de gauche et de droite (d'après le schéma donné plus haut). Cette situation ne diffère pas de l'ouverture d'une bande interdite causée par un potentiel périodique cristallin. Ainsi, on peut associer à chaque extrémum de bande un caractère symétrique ou anti-symétrique et en déduire les règles de sélection pour les transitions optiques. À l'ordre zéro, le calcul du coefficient d'absorption prédit une transition à $2\delta_N$. D'après la figure 2.5 (trait vertical à k_F), on déduit qu'il s'agit de la transition de plus basse énergie (à Δ_2 d'après la notation de la figure 2.5). Elle fait intervenir des états en extréma de bande de part et d'autre du niveau de Fermi. Et, puisque ces états possèdent des symétrie différentes, la transition est optiquement active.

2.4 b) Ordre un ou approximation à plusieurs bandes interdites

Pour le calcul de $g_m^{(1)}$ et $f_m^{(1)}$ à l'ordre un, toutes les autres bandes interdites (autres que δ_N) sont considérées perturbativement. $g_m^{(1)}$ et $f_m^{(1)}$ ne contiennent que des termes d'ordre un en $\delta_{N+m}^{(*)}$, c'est-à-dire, aucun terme contenant un produit de $\delta_{N+m}^{(*)}$. L'expression pour g_m et f_{N+m} dans l'approximation à plusieurs bandes interdites s'écrit,

$$g_m^{(1)}(k; i\omega_n) = g_m^{(0)}(k; i\omega_n) + \frac{(i\omega_n + kv_F)\delta_N\delta_{N+m}^* + (i\omega_n + kv_F + m\omega_c)\delta_{N-m}\delta_N^*}{[(i\omega_n + kv_F)(i\omega_n - kv_F) - \delta_N^2][(i\omega_n + kv_F + m\omega_c)(i\omega_n - kv_F - m\omega_c) - \delta_N^2]} \quad (2.28a)$$

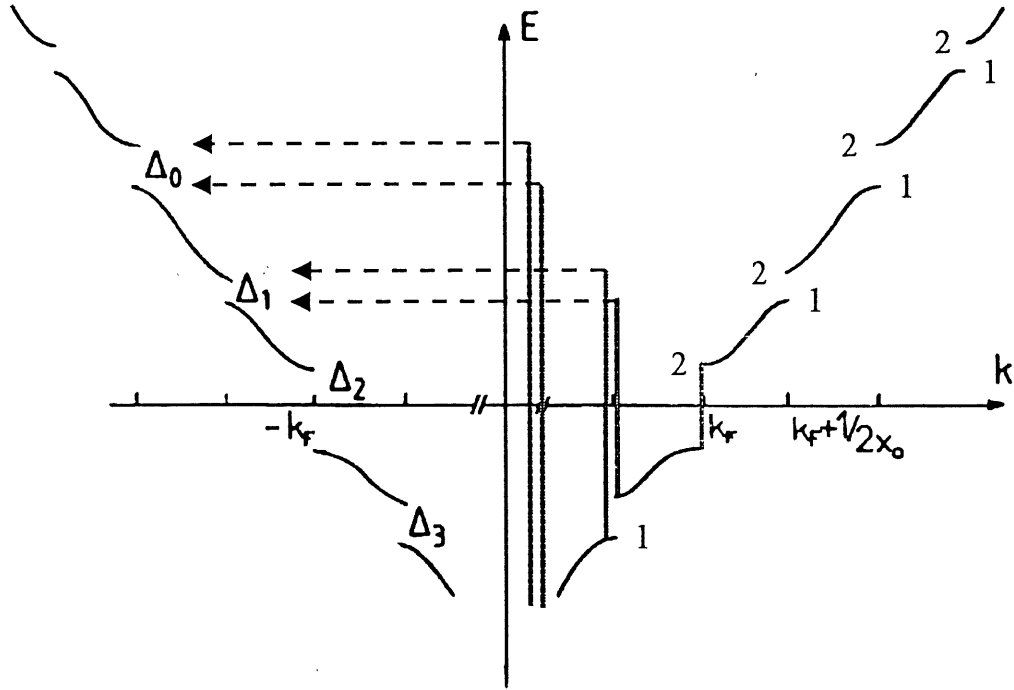


Figure 2.5 : Spectre d'énergie dans la phase condensée ODSIC $N = 2$ obtenu du 'Modèle Standard'. Les traits pointillés illustrent les transitions optiques pour les deux approximations considérées (ordres zéro et un). Les indices 1 et 2 pour chaque extrémum de bande identifient la symétrie de l'état en ces points (figure modifiée tirée de la référence [3]).

et,

$$f_{N+m}^{(1)}(k; i\omega_n) = f_{N+m}^{(0)}(k; i\omega_n) \quad (2.29)$$

$$+ \frac{(i\omega_n + kv_F)(i\omega_n - kv_F - m\omega_c)\delta_{N+m}^* + \delta_{N-m}\delta_N^*\delta_N^*}{[(i\omega_n + kv_F)(i\omega_n - kv_F) - \delta_N^2][(i\omega_n + kv_F + m\omega_c)(i\omega_n - kv_F - m\omega_c) - \delta_N^2]} \quad (2.30)$$

Dans le second terme de $g_m^{(1)}$ et $f_{N+m}^{(1)}$, on a $m \neq 0$. Dans l'approximation à plusieurs bandes interdites, l'expression pour l'absorption optique se lit,

$$\alpha_{xx}^{(1)}(\omega) = \alpha_{xx}^{(0)}(\omega) + \sum_m \frac{C_m(\omega)}{(\omega^2 - m^2\omega_c^2 - 4\delta_N^2)^{3/2}}, \quad (2.31)$$

avec $m = 1, 2, 3, \dots$. Les $C_m(\omega)$ sont des facteurs d'amplitude qui possèdent une structure compliquée. Ils ne contiennent pas de termes résonants et s'annulent pour des fréquences élevées. $\alpha_{xx}^{(1)}$ est caractérisé par deux types de termes donnant lieux à des résonances: évidemment, il inclut la contribution $\alpha_{xx}^{(0)}$ (la même que l'équation (2.27)), laquelle donne la résonance à $2\delta_N$. Cependant, comme il a été démontré par Montambaux et Poilblanc, δ_N cesse d'avoir un comportement BCS parfait. [14] Sa valeur oscille autour de $\frac{\pi}{\gamma}T_c(H)$ lorsqu'il y a une transition d'une phase ODSIC d'indice N à une autre d'indice $N \pm 1$. La figure 2.6 (à droite) montre l'évolution de l'amplitude de δ_N en fonction du champ magnétique. Une deuxième contribution de plus faible amplitude donne une résonance à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$, avec $m = 1, 2, 3, \dots$. La figure 2.7 présente l'évolution des trois premières résonances en fonction du champ magnétique dans l'approximation à plusieurs bandes interdites, avec $2\delta_N$ obtenu de la figure 2.6 et ω_c obtenue des paramètres de bande. Puisque $\delta_N \ll \omega_c$, les deux résonances à hautes fréquences possèdent un comportement rappelant celui de la résonance cyclotron, c'est-à-dire, elles montrent une dépendance quasi-linéaire combinée à une extrapolation à l'origine. Cependant, il faut souligner le fait que ces résonances sont fortement liées à la présence de la phase ODSIC. En d'autres termes, elles sont absentes dans la phase métallique. Cette situation se manifeste dans l'équation (2.31) puisque $\alpha_{xx}^{(0)}$ et $\alpha_{xx}^{(1)}$ sont proportionnels à δ_N . Expérimentalement, l'approximation à plusieurs bandes interdites prédit la disparition des résonances autour de 4 T pour $(TMTSF)_2X$ ($X = ClO_4, PF_6$) dans les conditions de températures les plus basses. L'analyse des résultats expérimentaux est faite au prochain chapitre.

L'argumentation concernant l'interprétation physique de l'absorption optique dans l'approximation à une seule bande interdite peut être reprise ici pour l'approximation à plusieurs bandes interdites.

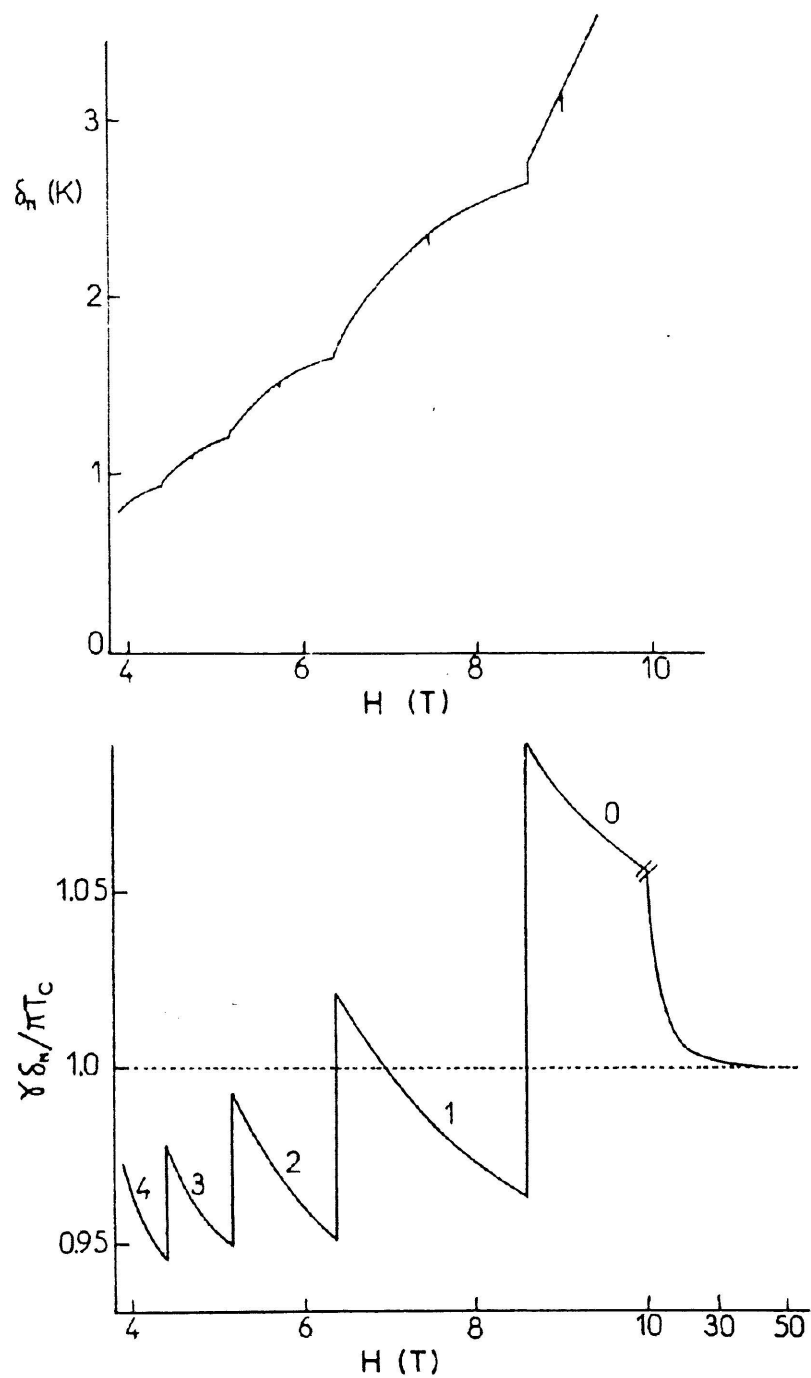


Figure 2.6 : En haut: amplitude de la bande interdite au niveau de Fermi en fonction du champ magnétique dans l'approximation à plusieurs bandes interdites. En bas: rapport entre δ_N et T_C en fonction du champ magnétique montrant une oscillation autour de la prédiction BCS.

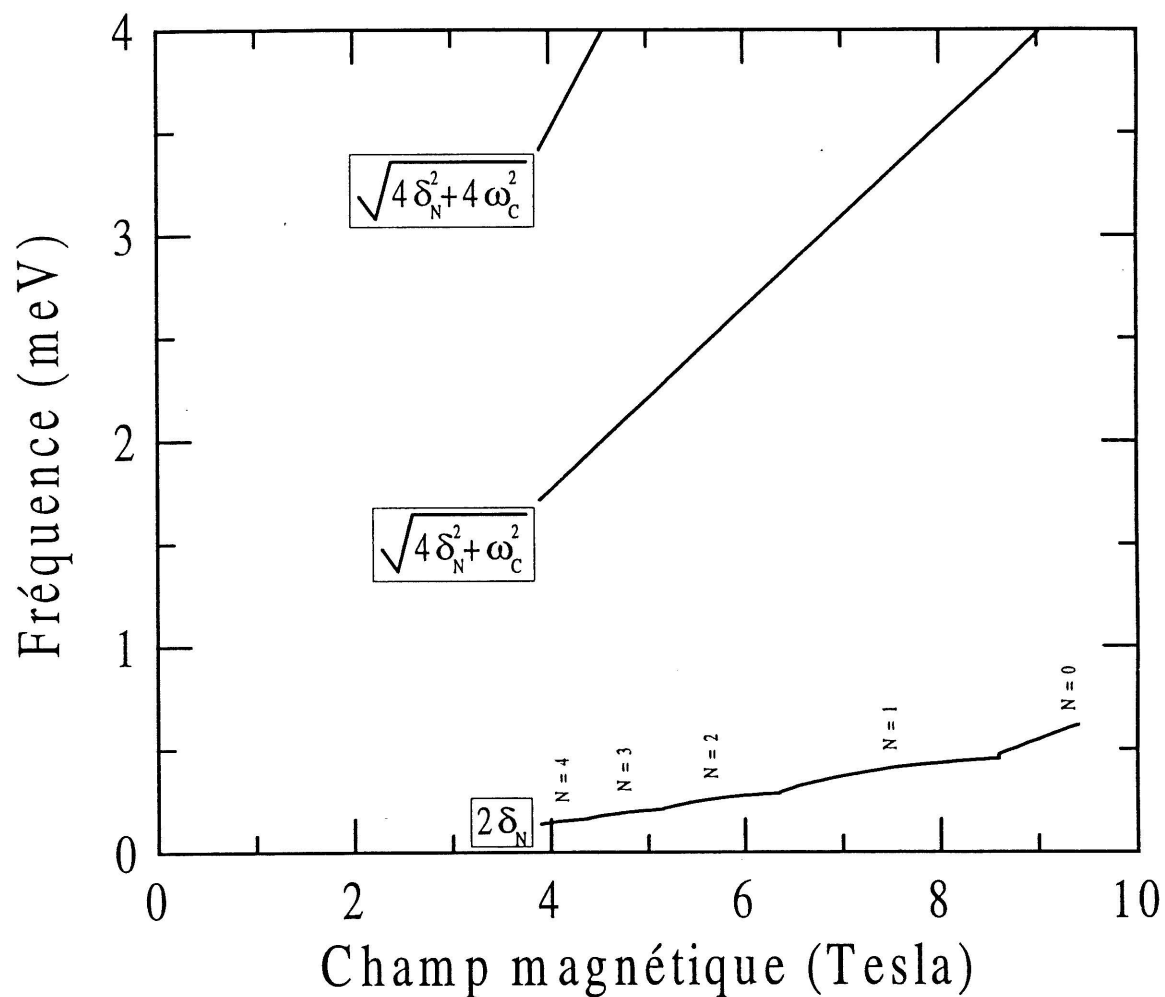


Figure 2.7 : Evolution de l'énergie des trois premiers pics d'absorption en fonction du champ magnétique obtenue à partir des données de la figure précédente.

Dans le cas de l'absorption à $2\delta_N$, la description est la même que pour le cas à une seule bande interdite. Cependant, le calcul théorique montre que les autres bandes interdites affectent la valeur de δ_N par rapport à la prédiction BCS. [14] Quant aux résonances à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$, leur présence peut être comprise dans le cadre de l'interprétation de Yakovenko du 'Modèle Standard'. [176] Il semble raisonnable de croire qu'elle corresponde à exciter une paire électron-trou à travers la bande interdite ODSIC et à retrouver chaque particule séparée de $N + m$ chaînes. Ces résonances contiennent en quelque sorte une contribution provenant du mouvement sous champ magnétique des paires électron-trou libérées. Un tel effet n'apparaît pas dans l'approximation à une seule bande interdite. La figure 2.4 (en bas) illustre le processus où une paire électron-trou est brisée et se retrouve séparée par $N + m$ chaînes. On note que ces excitations présentent une activité optique puisqu'un moment dipolaire électrique leur est associé.

Tout comme pour l'ordre zéro, on peut aussi décrire les transitions optiques à l'ordre un à l'aide de la figure 2.5. Quatre transitions (traits verticaux avec flèches) donnant lieu à des pics d'absorption à $\sqrt{\Delta_2^2 + \omega_c^2}$ et $\sqrt{\Delta_2^2 + 4\omega_c^2}$ y sont illustrées (dans la notation de la référence [3]). La dégénérescence des énergies pour les transitions faisant intervenir des bandes différentes provient de l'approximation considérée. En effet, dans l'approximation à plusieurs bandes interdites, les autres bandes interdites (autre que Δ_2) n'interviennent que par des facteurs d'amplitude sur le coefficient d'absorption. Quant aux règles de sélection sur l'activité optique de ces transitions, la symétrie des extréma de bande est identifiée par 1 et 2 et est respectée pour les quatre transitions illustrée à la figure 2.5. Notons que la symétrie exacte de 1 et 2 n'est pas importante pour l'activité optique, mais c'est le changement global de symétrie lors de la transition qui importe.

Chapitre 3

$(TMTSF)_2ClO_4$: résultats de photoconductivité

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, je discuterai les résultats de photoconductivité dans l'IRL obtenus sur le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$. Après un bref rappel de la technique de mesure, je tenterai de montrer que le signal de photoconductivité mesuré s'apparente à la réponse bolométrique d'un matériau. En regard aussi avec la technique expérimentale, j'apporterai une critique des résultats que nous avons publiés précédemment. [177] Dans un deuxième temps, je m'attarderai à décrire une résonance observée sur le signal de photoconductivité dans la gamme d'énergie entre 17 et 24 cm^{-1} . Grâce au calcul théorique du coefficient d'absorption optique, une interprétation satisfaisante de l'origine de cette résonance est apportée. Finalement, je conclurai cette section par quelques prédictions intéressantes sur d'autres membres de la famille des sels de Bechgaard.

3.2 Photoconductivité ou réponse bolométrique

Les détails expérimentaux concernant la mesure de photoconductivité dans l'IRL ont été donnés au premier chapitre. En bref, il s'agit d'une mesure à quatre contacts (ou quatre pointes) où un courant constant est injecté à travers les contacts électriques aux extrémités de l'échantillon. Avec les contacts électriques intermédiaires, on mesure la variation de tension associée à l'illumination. Une mesure à deux pointes est aussi possible. Cependant, d'importants photovoltages, absents dans la technique à quatre pointes, apparaissent parfois et masquent entièrement le signal recherché. Les avantages de la technique de photoconductivité sont assez importants. Premièrement, elle ne nécessite qu'un seul échantillon. On évite ainsi les problèmes reliés aux empilements en mosaïque où les cristaux sont alignés de manière à former une plaquette de surface appréciable. Cette technique est couramment employée pour les mesures de réflectivité dans l'IRL effectuées sur des échantillons

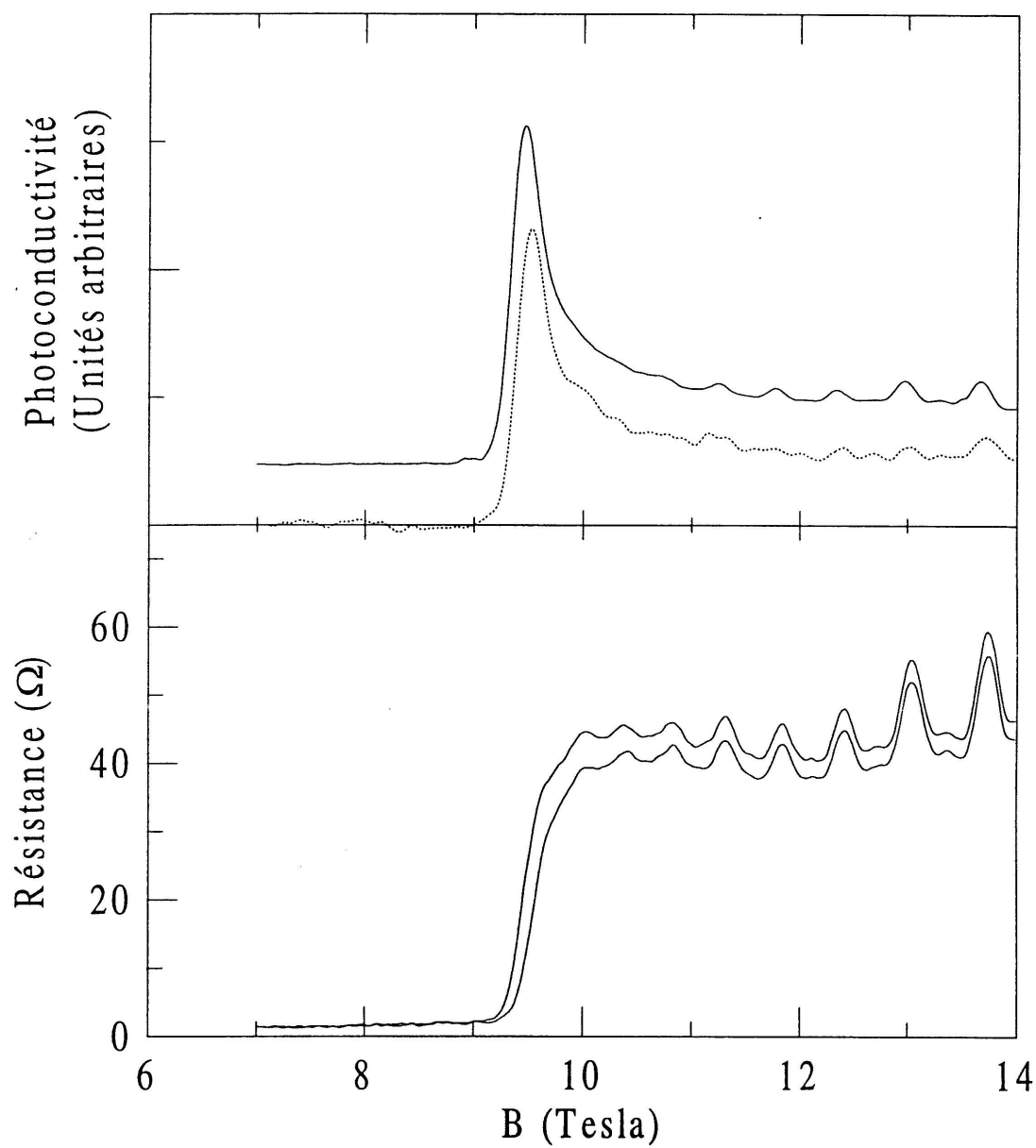


Figure 3.1 : Photoconductivité = réponse bolométrique. En bas: deux courbes de magnétorésistance obtenues à des températures voisines (3.1 et 3.2 K). En haut: la différence entre ces deux courbes (trait pointillé) est comparée au signal de photoconductivité obtenu à $254 \mu\text{m}$ dans les mêmes conditions expérimentales.

de petite dimension (voir par exemple, la référence [4, 178]). Le premier problème est l'uniformité de la mosaïque puisque les propriétés physiques peuvent varier d'un cristal à l'autre même si elle est formée d'échantillons du même lot. Un problème important de la mosaïque, c'est qu'elle constitue un réseau de diffraction dans l'IRL. Pour obtenir le signal recherché, il faut donc soustraire du signal total le spectre de diffraction. L'autre avantage important de la mesure de la photoconductivité est la possibilité d'y combiner les mesures de résistance et de magnétorésistance. Ainsi, la qualité de l'échantillon étudié peut être déterminée à partir du diagramme de phase et des caractéristiques de transport (ratio de résistivité, $\rho(300\text{ K})/\rho(0\text{ K})$). Et, comme nous le verrons plus loin, ces données sont très utiles à l'interprétation des résultats de photoconductivité. La technique de photoconductivité présente cependant un désavantage important relié à la fragilité des cristaux. L'application de contacts électriques sur l'échantillon crée des contraintes qui, sans l'utilisation d'un porte-échantillon approprié, peut se traduire par le bris de l'échantillon. La technique qui s'est révélée efficace est l'utilisation d'un porte-échantillon à contacts sous pression dont la description est donnée dans le chapitre sur les aspects expérimentaux.

Passons maintenant aux mesures de la photoconductivité du $(TMTSF)_2ClO_4$ dont les premiers résultats ont été publiés dans la référence. [179] La présente section vise à montrer que le signal mesuré est la réponse bolométrique de l'échantillon. Dans ce cas-ci, la réponse bolométrique n'est rien d'autre que la dérivée de la résistance par rapport à la température (avec un facteur multiplicatif dépendant de la longueur d'onde). Pour établir le lien photoconductivité-réponse bolométrique, il suffit de comparer une courbe de photoconductivité à la différence entre deux courbes de magnétorésistance obtenues à des températures voisines. La différence entre deux courbes de magnétorésistance, $\frac{\Delta R}{\Delta T}$, se compare bien au signal de photoconductivité dans la mesure où ΔT est faible. On a alors $\frac{\Delta R}{\Delta T} \cong \frac{\partial R}{\partial T}$. La figure 3.1 présente deux courbes de magnétorésistance obtenues à 3.1 et 3.2 K, la différence entre celles-ci, ainsi qu'une courbe de photoconductivité. On voit que la courbe de photoconductivité est très similaire à la différence des courbes de magnétorésistance. On peut même apercevoir sur l'ensemble des courbes les oscillations rapides à 12.3, 13 et 13.8 T.

Un autre résultat abonde dans le sens de la réponse bolométrique. Il est relié aux oscillations rapides observées tant sur la magnétorésistance que sur la photoconductivité. L'évolution en température de l'amplitude de ces oscillations (observée en magnétorésistance) est non-habituelle (se référer à mon

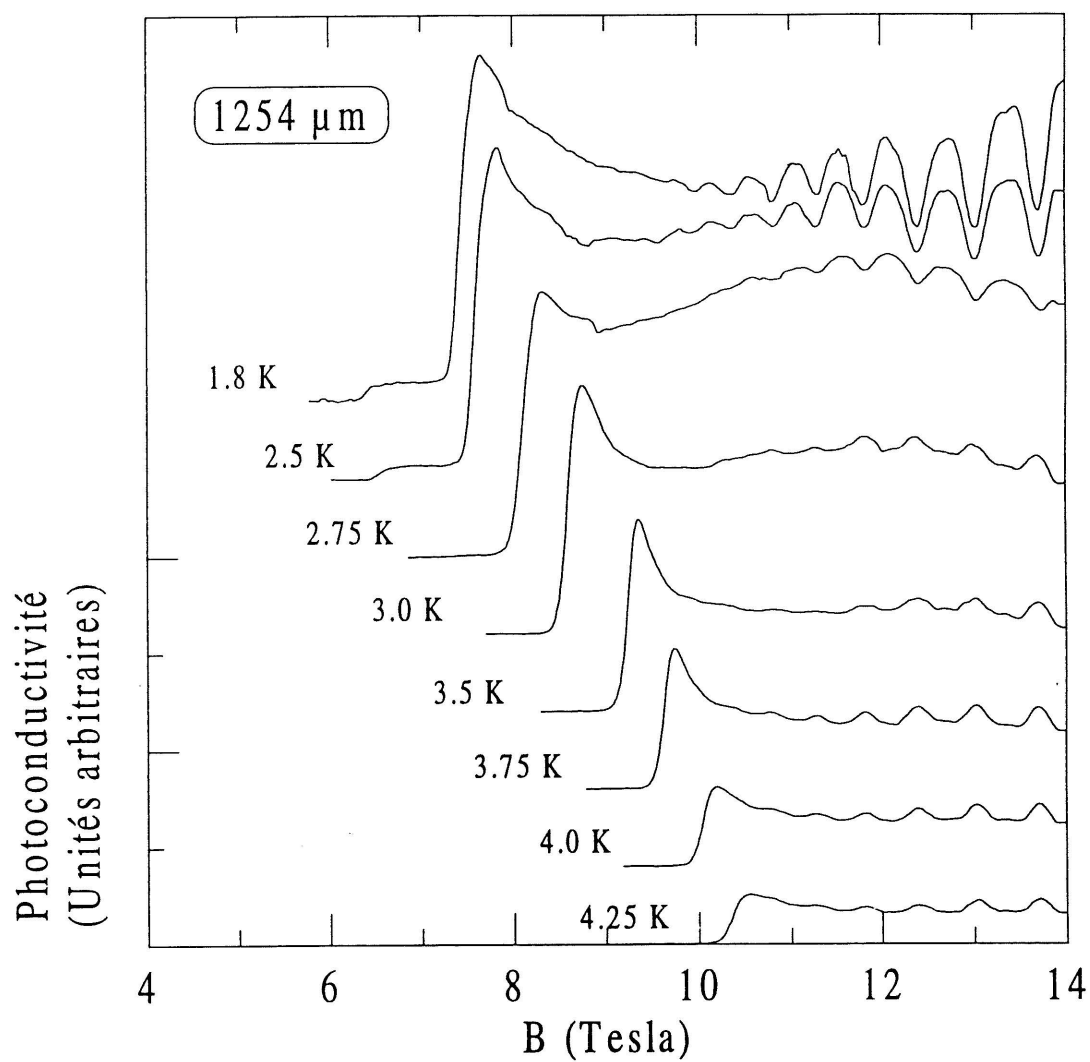


Figure 3.2 : Photoconductivité = réponse bolométrique. Série de courbes de photoconductivité mesurée entre 4.25 et 1.8 K montrant le renversement des oscillations rapides présentes dans la magnétorésistance.

mémoire de MSc ou à la référence [180]). En effet, leur amplitude croît normalement en abaissant la température à partir de 15 K environ et présente une saturation autour de 3 K. Cette saturation pourrait s'expliquer dans le cas où un processus de claquage magnétique (magnetic breakdown) est présent. [181] Dans le cas du $(TMTSF)_2ClO_4$, il est tout à fait probable que les oscillations de la magnétorésistance tire son origine des orbites fermées qui peuvent s'établir par claquage magnétique à travers la bande interdite de mise en ordre des anions. Ainsi, lorsque la température devient faible devant l'amplitude de la bande interdite, il y a chute de l'amplitude des oscillations de la magnétorésistance. Donc si l'on revient à l'argumentation de départ, compte tenu de la réponse bolométrique de l'échantillon, cette variation non-monotone de l'amplitude des oscillations doit être visible sur le signal de photoconductivité. La figure 3.2 présente une série de courbes de photoconductivité obtenues pour des températures inférieures et supérieures à la température de saturation (environ 2.8–2.9 K dans ce cas). On note que les oscillations dans la photoconductivité sont d'abord positives (vers le haut) et présentent une inversion pour 2.75, 2.5 et 1.8 K. Cette situation correspond bien à ce qui serait obtenu en effectuant l'opération $\frac{\partial R}{\partial T}$ sur des courbes de magnétorésistance aux températures correspondantes.

En plus d'être proportionnelle à la $\frac{\partial R}{\partial T}$, la réponse bolométrique d'un matériau est aussi reliée à son coefficient d'absorption. En principe, on peut donc extraire de la photoconductivité du $(TMTSF)_2ClO_4$, l'amplitude de la bande interdite ODS. Ce résultat a été publié dans la référence [179] et une discussion en termes de pseudo-bande interdite (pseudo-gap) avait été présentée. Cependant, après une série d'expériences sur des composés apparentés (et non-apparentés), nous avons conclu qu'une partie importante de la variation en longueur d'onde n'est pas due uniquement à l'échantillon mais au pyromètre au $LiTaO_3$. Donc, l'origine du pic de photoconductivité observé aux environs de 20 cm^{-1} ne peut être totalement attribuée à la bande interdite onde densité de spin. D'ici la fin de cette section, j'expliquerai les problèmes qui rendent très difficile l'extraction d'une telle donnée avec le présent montage expérimental.

Tout comme décrit dans la partie expérimentale, la mesure de photoconductivité utilise la technique de ratio numérique. Le faisceau est divisé en deux parties, une partie est dirigée vers un détecteur de référence (le pyromètre dans ce cas-ci) et l'autre partie est dirigée vers l'échantillon. Dans le cas de la présente mesure, l'objectif de l'utilisation d'un ratio est double: éliminer l'effet des fluctuations

de l'intensité laser et, permettre une calibration de l'intensité dans le but de comparer la réponse de l'échantillon aux différentes longueurs d'onde. Ce moyen de calibration est bon dans la mesure où la réponse du pyromètre, des fenêtres optiques, bref, du circuit optique est indépendante de la longueur d'onde. Malgré les spécifications du fabricant de pyromètres, nous avons conclu (grâce à la référence [167] sur une étude expérimentale d'un pyromètre au $LiTaO_3$), qu'en raison des interférences optiques entre les faces du cristal de $LiTaO_3$ (épaisseur de l'ordre du millimètre formant l'équivalent d'un Fabry-Perrot), sa réponse en longueur d'onde n'est pas monotone. Au contraire, elle présente un minimum de sensibilité autour de 20 cm^{-1} , ce qui contribue en partie au signal obtenu.

À la suite de cette conclusion, nous avons tenté de contourner le problème en utilisant diverses approches (éliminant le pyromètre). Sans entrer dans de grands détails, je dresse ici une liste des solutions expérimentées.

- 1– Mise au point d'un détecteur bolométrique au bismuth (les détails techniques ont déjà été donnés). Il s'agit d'un film mince de bismuth (800 nm) déposé sur du mylar ($12.5\text{ }\mu\text{m}$). Pour de telles épaisseurs, les problèmes d'interférence n'interviennent pas ici. De plus, ce détecteur ne nécessite pas l'utilisation d'une séparatrice puisqu'il est semi-transparent. Il a donc été placé directement dans le tube de laiton.
- 2– Utilisation d'une résistance Allan Bradley amincie. À basse température, sa sensibilité devient importante à cause de la croissance rapide de sa résistance ($\frac{\partial R}{\partial T}$ important). Cette résistance est placée à proximité de l'échantillon (plusieurs configurations ont été considérées).
- 3– Utilisation de l'échantillon lui-même comme détecteur. Lorsqu'on éclaire l'échantillon, la température environnante augmente et sa résistance diminue. Donc la variation de la résistance sous éclairement est une mesure directe de l'intensité lumineuse. On peut ainsi obtenir la réponse de l'échantillon en traçant un graphique de V_{AC} (signal à 400 Hz, la fréquence de modulation de l'intensité laser) en fonction de V_{DC} (ou la résistance DC). La pente du graphique est proportionnelle à $\frac{\partial R}{\partial T}$, la réponse bolométrique.

Malgré l'élimination du problème présent avec le pyromètre, il n'a pas été possible de mettre en évidence de manière convaincante la présence d'un pic associé à la bande interdite ODS (ou plutôt à la pseudo-bande interdite d'après la discussion de la référence [177]). La dernière technique semble être la plus fiable et certaines traces de la bande interdite ODS semblent être présentes. Cependant, l'amplitude de la variation de photoconductivité est plus faible que ce qui a été publié. Dans la section qui suit, les problèmes exposés ici ne s'appliquent pas puisque nous nous sommes intéressés

à un maximum présent dans la photoconductivité en fonction du champ magnétique. La technique de ratio a aussi été utilisée mais son rôle n'est relié qu'à l'élimination de l'effet des fluctuations de l'intensité laser. On verra d'ailleurs que les courbes expérimentales présentées ont été normalisées de sorte que leur amplitude apparait identique.

3.3 Résonance dans la phase induite par le champ magnétique

Les figures 3.3 et 3.4 présentent une série de spectres obtenus à 1.9 K entre 8 et 14.5 T. Nous concentrons d'abord notre attention sur les courbes à 185, 229 et 306 μm . Tel que discuté dans la section précédente, ce signal représente seule la réponse bolométrique de l'échantillon et est proportionnel à $\alpha \frac{\partial R}{\partial T}$, où α est proportionnel au coefficient d'absorption optique. En général, le facteur α est indépendant du champ magnétique. Il n'affecte que l'amplitude globale du signal mais laisse sa forme inchangée. La forme du signal est généralement contenue dans le $\frac{\partial R}{\partial T}$ (voir la figure 3.1 et la discussion associée) de sorte que l'on a

$$\alpha = \alpha(\omega). \quad (3.1)$$

L'indépendance de la forme du signal de photoconductivité à des énergies de photon entre 10 et 100 cm^{-1} (mais à l'extérieur de la gamme entre 410 et 599 μm) est effectivement vérifiée. La figure 3.3 montre que pour $\lambda = 185, 229$ et 306 μm , aucune variation appréciable dans la forme du signal n'est observée. À la figure 3.3, une courbe typique moyenne est montrée par des traits pointillés et sert de référence pour les courbes obtenues dans la gamme de longueurs d'onde entre 410 et 599 μm (16.7 cm^{-1} et 24.4 cm^{-1}). On note que les courbes à $\lambda = 185, 229$ et 306 μm ont exactement la forme de la courbe pointillée.

Dans le cas du $(TMTSF)_2ClO_4$, l'équation (3.1) n'est pas satisfaite dans la gamme de longueurs d'onde entre 410 et 599 μm (16.7 et 24.4 cm^{-1}) à cause de la présence d'une résonance. On a plutôt

$$\alpha = \alpha(\omega, B). \quad (3.2)$$

Cette relation s'applique aussi dans le cas de la résonance cyclotron des métaux et des semi-conducteurs. Sur les figures 3.3 et 3.4, la présence de la résonance est mise en évidence par les régions ombragées.

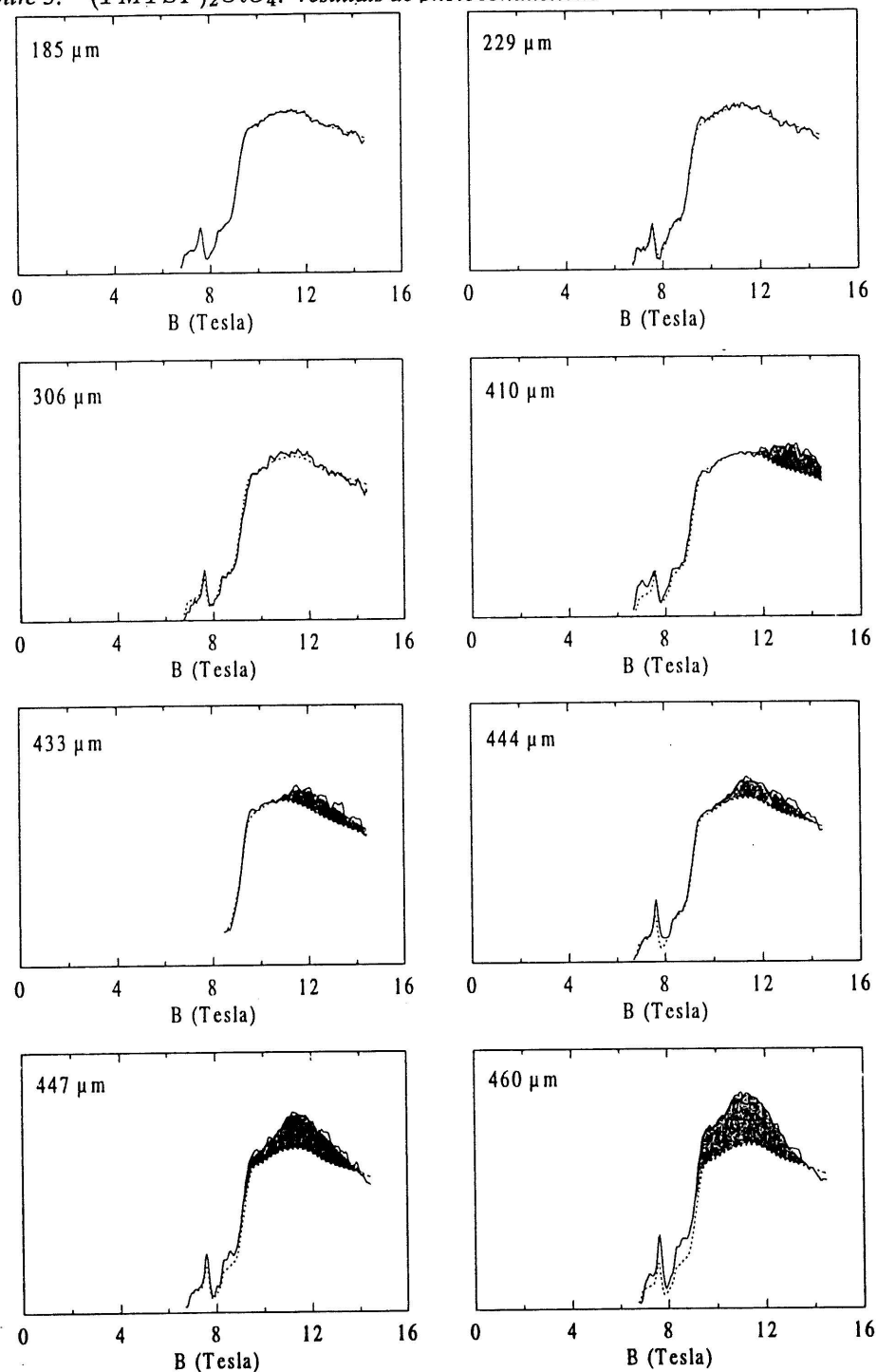


Figure 3.3 : Série de spectres de photoconductivité obtenue entre 185 et 460 μm . Les courbes en traits pointillés sont obtenues d'une moyenne sur les courbes où la résonance est absente. La présence de la résonance est mise en évidence par l'aire ombragée.

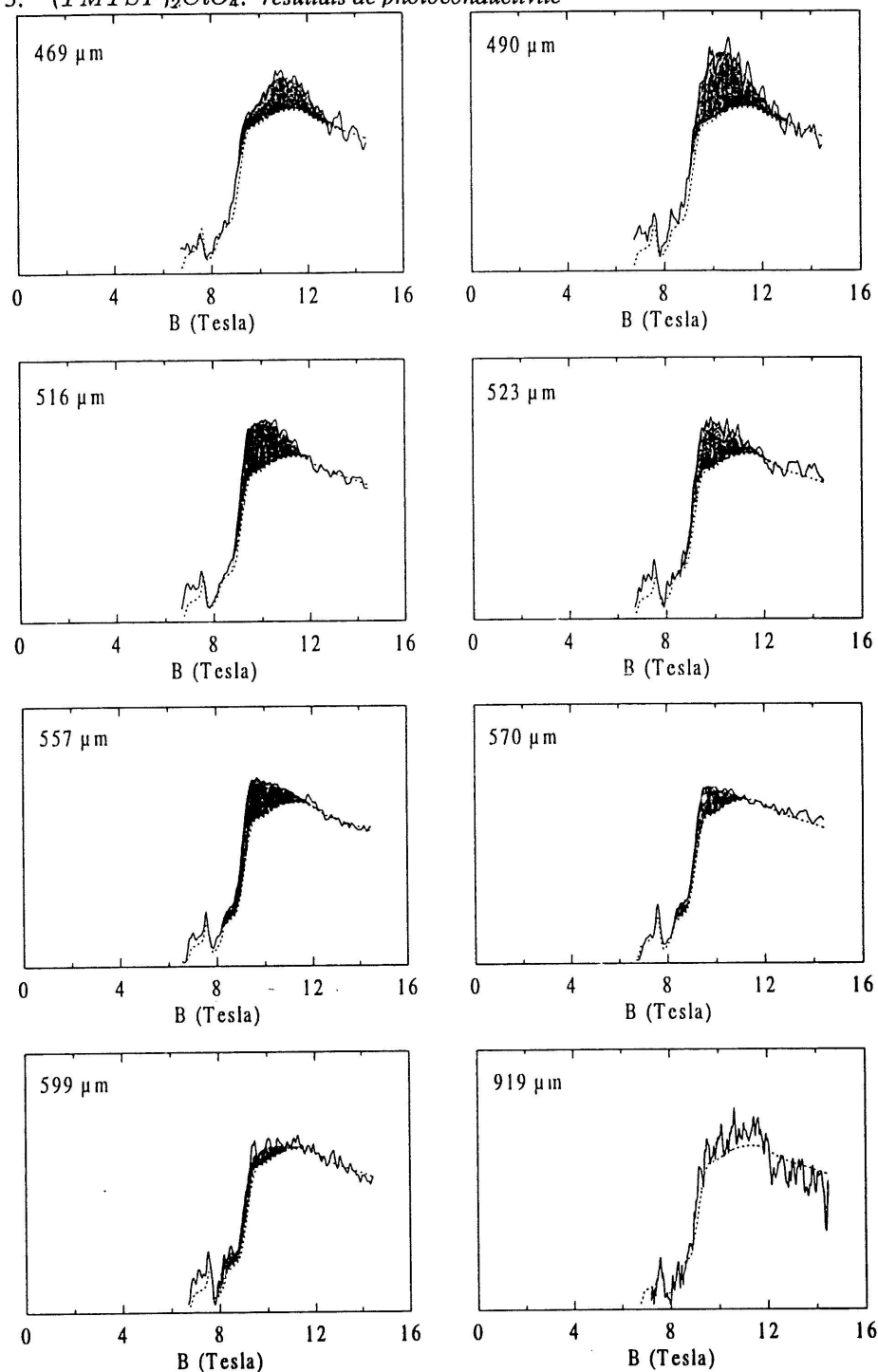


Figure 3.4 : Série de spectres de photoconductivité obtenue entre 469 et 919 μm . Les courbes en traits pointillés sont obtenues d'une moyenne sur les courbes où la résonance est absente. La présence de la résonance est mise en évidence par l'aire ombragée.

Ces régions sont formées de la différence entre un spectre à une énergie donnée et la courbe de référence (courbe pointillée). On trouve que le pic de photoconductivité se déplace vers les bas champs magnétiques à mesure que l'énergie du photon décroît. Qualitativement, ce comportement est similaire à celui observé pour une résonance cyclotron. Pour les énergies où la résonance est la mieux observée (par exemple à 21.7 cm^{-1} ou $444 \mu\text{m}$), la largeur à mi-hauteur du pic de photoconductivité est de l'ordre de 2 T. Dans le cadre d'une résonance cyclotron, une telle largeur est reliée à une faible mobilité des porteurs de charge. Ce point sera discuté en regard avec l'interprétation théorique. On verra que la largeur de la résonance peut être attribuée à une propriété intrinsèque du matériau et non à la présence d'impuretés.

Sur la figure 3.5, la position du pic de photoconductivité est tracée sur un graphique de la fréquence en fonction du champ magnétique. Les cercles ouverts et fermés sont obtenus sur le même échantillon pour deux séries de mesures. Un autre échantillon a été étudié et présente des pics dont la position est légèrement plus élevée en champ magnétique (non-montré). La présence d'une résonance présentant un comportement similaire a été identifiée dans les spectres de transmission dans l'IRL. [4] Les résultats de cette référence sont illustrés par des carrés pleins sur la figure 3.5. Contrairement à leurs résultats, nos données montrent une relation non-linéaire entre la fréquence et le champ magnétique, avec une extrapolation peu plausible à l'origine. On en conclut qu'une interprétation en termes d'une résonance cyclotron avec une masse effective autour de $0.5 m_o$ est peu convenable. Pour qu'il y ait extrapolation à l'origine de la courbe expérimentale, des effets non-paraboliques importants devraient être invoqués. De plus, la différence entre nos résultats et ceux de la référence [4] semble indiquer que la résonance diffère de la résonance cyclotron. En effet, il serait plutôt inhabituel d'obtenir une masse effective dépendant des échantillons. L'interprétation qui sera donnée, basée sur le 'Modèle Standard' pour la cascade de phases ODSIC, permet de mieux concilier l'ensemble des résultats.

Le calcul du coefficient d'absorption optique dans la cascade de phases ODSIC nous a permis d'identifier une série de résonances associée à la structure multi-bandes présente dans ces phases sous champ magnétique. On trouve qu'en plus d'une résonance à la bande interdite au niveau de Fermi ($2\delta_N$), une infinité de résonances apparaît à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$, où m est un entier différent de zéro. L'interprétation physique est basée sur l'approche de Yakovenko au 'Modèle Standard'. [176]

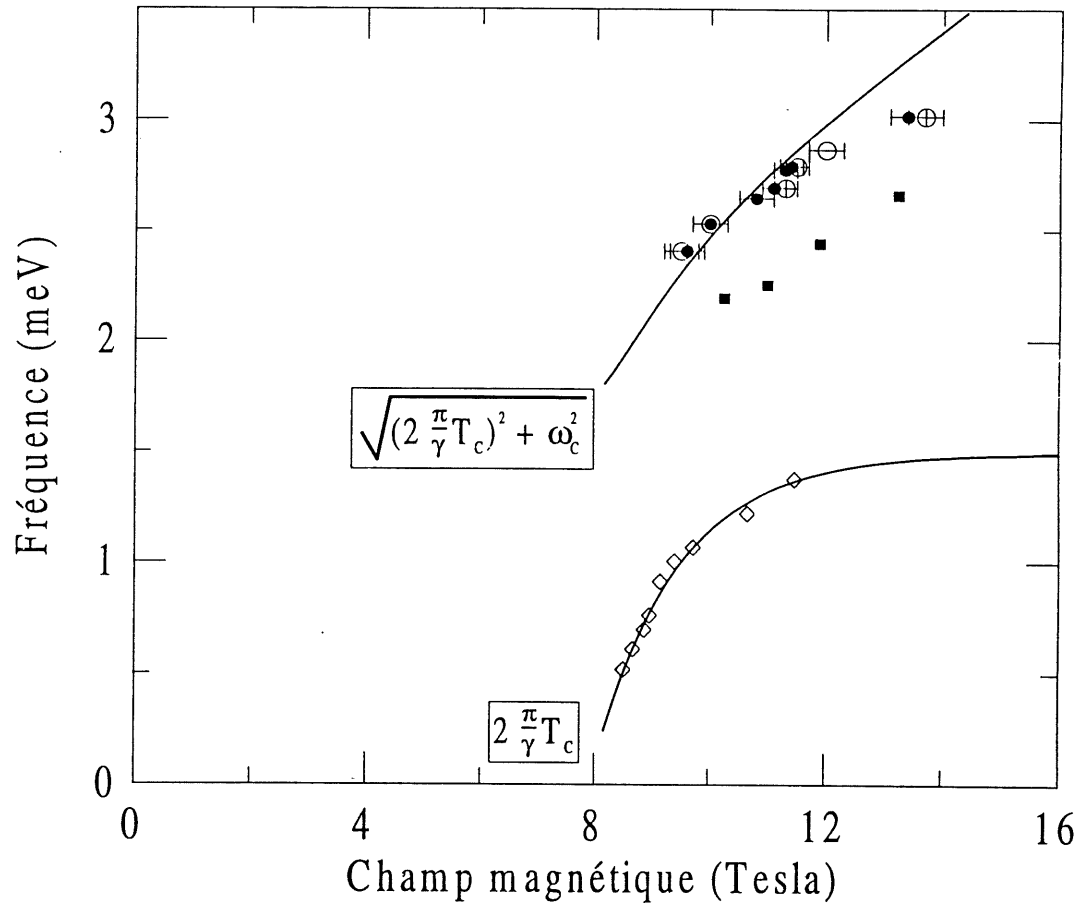


Figure 3.5 : Energie du photon en fonction de la position de la résonance. Les cercles sont les résultats expérimentaux de photoconductivité. Les carrés sont les résultats de la référence [4] obtenus par transmission optique. Les traits continus sont obtenus du calcul théorique du coefficient d'absorption basé sur le 'Modèle Standard'. Les losanges représentent l'énergie de la bande interdite obtenue des T_c expérimentaux et de la relation BCS.

Il montre que, dans la $N^{ième}$ phase ODSIC, le mécanisme d'appariement implique un électron et un trou, lesquels sont séparés par N chaînes. Ainsi, dans l'approximation à une bande interdite (ordre zéro), une paire brisée par l'absorption d'un photon se retrouvera séparée par N chaînes. On trouve que l'énergie pour briser une paire est $2\delta_N$. Cependant, dans cette approximation, la contribution provenant du mouvement sous champ magnétique des paires électron-trou libérées est négligée. Une telle contribution apparaît dans l'approximation à plusieurs bandes interdites où la structure multi-bandes est prise en compte perturbativement (à l'ordre un). On obtient que, dans la $N^{ième}$ phase ODSIC, le coût en énergie pour briser une paire électron-trou et retrouver chaque particule séparée par $N + m$ chaînes est $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$. Les énergies caractéristiques, $2\delta_N$ et $m\omega_c$ s'additionnent avec leur puissance au carré (comme pour l'addition de forces d'oscillateur). Cette relation est similaire à celle obtenue pour un gaz d'électrons sous champ magnétique confiné électrostatiquement par un potentiel parabolique ($\sqrt{\omega_o^2 + \omega_c^2}$, où ω_o est la force du potentiel de confinement). Ce point est discuté dans le chapitre suivant sur l'introduction aux réseaux de fils quantiques.

Avant de comparer quantitativement le résultat théorique avec les données expérimentales, je dois discuter de l'interprétation initiale des résultats présentée dans la référence. [182] Dans ce papier, l'origine de la résonance était attribuée à une transition optique à 2Δ , où Δ est le paramètre d'ordre ODS. D'après un calcul de Montambaux, la valeur de Δ dans l'approximation à plusieurs bandes interdites est augmentée par rapport à la prédiction BCS. [14] En tenant compte de ce facteur d'augmentation, on trouve un accord satisfaisant avec les données expérimentales. Or, le calcul du coefficient d'absorption dans l'approximation utilisée par Montambaux prédit non pas une résonance à 2Δ , le paramètre d'ordre, mais à $2\delta_N$, la bande interdite au niveau de Fermi. Dans le cas de l'approximation à une seule bande interdite, ces deux quantités sont égales alors que dans l'approximation à plusieurs bandes interdites, $2\Delta > 2\delta_N$. En utilisant les valeurs de T_C obtenues des mesures expérimentales de la magnétorésistance, on trouve que la transition à $2\delta_N$ arrive loin de la transition observée (la position attendue de la transition- $2\delta_N$ sur la figure 3.5 est illustrée par les losanges et la ligne continue). On conclut que l'interprétation initiale donnée à la référence [182] n'est pas cohérente avec la prédiction théorique sur l'absorption optique.

Selon l'approximation à plusieurs bandes interdites, un riche spectre optique formé par une série de résonances à $\sqrt{4\delta_N^2 + m^2\omega_c^2}$ est prédit. Pour comparer cette équation avec les données expéri-

mentales, on peut utiliser les valeurs expérimentales de $T_c(H)$ et la connaissance de la fréquence cyclotron ($\omega_c = .22 \text{ meV}/T$ pour le $(TMTSF)_2ClO_4$). Le trait continu du haut de la figure 3.5 montre la position attendue de la résonance pour $m = 1$. Dans le cas de $(TMTSF)_2ClO_4$, δ_N se compare en grandeur avec ω_c . Conséquemment, l'évolution de la résonance $\sqrt{4\delta_N^2 + \omega_c^2}$ présente une nette courbure. Ce résultat paraît différent de celui de la figure 2.6 du chapitre précédent: dans ce cas, $\omega_c \gg \delta_N$ et l'évolution de la résonance est très similaire à celle d'une résonance cyclotron. Les points expérimentaux sont montrés par les cercles pleins et ouverts sur la figure 3.5. On note que le calcul théorique de la position de la résonance prédit le bon ordre de grandeur par rapport à l'expérience. Malgré que leur courbure soit différente, aucune des deux ne présente une extrapolation à l'origine.

Dans le cas de l'étude de la photoconductivité dans l'IRL présentée ici, la transition à $2\delta_N$ n'a pas été observée, cette gamme d'énergies n'ayant pas fait l'objet d'une étude exhaustive. Cependant, des mesures de la transmission optique dans l'IRL [4] ont permis d'identifier, en plus de la transition à $\sqrt{4\delta_N^2 + \omega_c^2}$ (associée à une simple résonance cyclotron), une autre résonance à plus faible énergie. Elle fut associée à une transition avec renversement de spin entre niveaux Zeeman. Dans le cadre de la présente interprétation, elle serait plutôt due à la transition à $2\delta_N$.

Certaines caractéristiques de la transition IRL peuvent être commentées en regard avec l'interprétation théorique.

- 1– La largeur de la résonance pourrait être reliée à une propriété intrinsèque du matériau et non pas à la présence des impuretés (temps de vie fini). En effet, une largeur intrinsèque pourrait être associée à la dispersion des bandes de Landau associée à la surface de Fermi gondolée.
- 2– La position de la résonance dépend de l'amplitude de la bande interdite. Ce résultat peut concilier la différence observée entre nos résultats et ceux de la référence [4]. En effet, il n'est pas irraisonnable de croire que l'amplitude de la bande interdite puisse varier d'un échantillon à l'autre.

Malgré un accord satisfaisant entre les données expérimentales sur le composé $(TMTSF)_2ClO_4$ et la prédiction théorique, d'autres membres de la famille des sels de Bechgaard se prêteraient davantage à une confrontation de la théorie. En effet, le $(TMTSF)_2ClO_4$ possède une complication reliée à la présence d'une bande interdite de mise en ordre des anions ClO_4 , laquelle n'est pas prise en compte dans le 'Modèle Standard'. Malgré que l'accord avec les données expérimentales du

$(TMTSF)_2ClO_4$ soit satisfaisant, on peut s'attendre à ce que le modèle soit beaucoup plus approprié pour le $(TMTSF)_2PF_6$. Mentionnons que le $(TMTSF)_2PF_6$ ne présente pas de mise en ordre des anions (anions centro-symétriques) de sorte que la description du 'Modèle Standard' est plus appropriée. On peut rappeler que cette transition n'est pas une résonance cyclotron comme celle d'un métal isotrope puisque sa présence dépend de la stabilisation d'un état ODSIC. Elle est donc absente dans l'état métallique. Finalement, un projet expérimental intéressant consisterait à mesurer la réponse optique (photoconductivité ou transmission) pour un champ magnétique fixe sur une gamme d'énergie étendue (5 à 100 cm^{-1}). On pourrait ainsi identifier sur un seul spectre les résonances à $2\delta_N$, à $\sqrt{4\delta_N^2 + \omega_c^2}$ et peut être à $\sqrt{4\delta_N^2 + 4\omega_c^2}$. La position attendue de ces résonances est facile à déterminer à partir du diagramme de phase et de l'énergie cyclotron.

Chapitre 4

Réseaux de fils quantiques: généralités

4.1 Introduction

Ce chapitre traite des aspects théoriques reliés aux systèmes mésoscopiques et en particulier, ceux reliés aux réseaux de fils quantiques. Les diverses approches utilisées dans la compréhension des propriétés de transport électrique ainsi que des propriétés optiques dans l'IRL seront abordées dans deux sections distinctes. Les liens pouvant être établis entre ces propriétés seront considérés dans le chapitre sur les résultats expérimentaux. Dans chacune des sections sur le transport et l'optique, un bref rappel des principales caractéristiques du gaz électronique bi-dimensionnel (2D) sera présenté.

4.2 Transport électrique

Les deux quantités physiques accessibles expérimentalement sont la magnétorésistance, R_{xx} ou R_{yy} , et la tension de Hall, V_{xy} ou V_{yx} , desquelles on peut obtenir les résistivités. Dans cette section, nous nous attarderons particulièrement aux prédictions théoriques sur ces deux quantités lorsqu'une modulation latérale de la densité du gaz d'électrons 2D est présente.

4.2 a) Gaz électronique bi-dimensionnel

Un grand nombre de concepts physiques utilisés pour la description du gaz électronique Q1D (quasi-unidimensionnel) sont tirés de la physique du gaz électronique 2D. Dans le but d'introduire ces concepts dans un contexte familier, un rappel des propriétés du gaz d'électrons 2D est faite. Ainsi, on pourra davantage mesurer les similarités et les différences entre les deux systèmes.

Dans les dispositifs à base de semiconducteurs, la taille des structures est telle que les électrons

peuvent être confinés spatialement. Les effets de la quantification découlant du confinement apparaissent lorsqu'une ou plusieurs longueurs du système devient comparable à la longueur de de Broglie. Dans le premier cas traité, celui du gaz électronique 2D, on considère un confinement dans la direction \hat{z} suffisamment important pour que seul le niveau fondamental soit peuplé en électrons. On peut alors en première approximation, négliger cette direction et considérer ce système comme un gaz d'électrons libres 2D. Le traitement théorique du gaz d'électrons libres 2D est présenté dans de nombreux ouvrages d'introduction. [183] Le hamiltonien qui le décrit contient, malgré sa simplicité apparente, quelques subtilités liées au fait que le gaz électronique est accompagné d'un réseau cristallin. En supposant que les parties enveloppes des fonctions de Bloch varient lentement comparativement au pas du réseau, on montre que le hamiltonien de l'électron libre est approprié. On inclut alors l'effet du réseau dans une renormalisation de la masse: c'est l'approximation de la masse effective. Le hamiltonien s'écrit,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right). \quad (4.1)$$

Les états propres sont des ondes planes et les énergies propres sont données par,

$$E(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (4.2)$$

Étant donné que le nombre d'électrons accommodés par une surface de rayon k croît en k^2 , on trouve que l'énergie de Fermi (l'énergie du dernier état occupé) croît linéairement avec la concentration électronique, soit,

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2 N_s}{m^*}. \quad (4.3)$$

La détermination de la concentration électronique est obtenue par l'application d'un champ magnétique statique uniforme perpendiculairement au gaz 2D. Le hamiltonien décrivant ce système dépend de la jauge considérée mais, dans son écriture la plus générale, on a

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(\vec{P} - e \vec{A}(x, y) \right)^2. \quad (4.4)$$

Les états propres dépendent de la jauge, mais les énergies propres sont données par

$$E_n = \hbar \omega_c (n + 1/2). \quad (4.5)$$

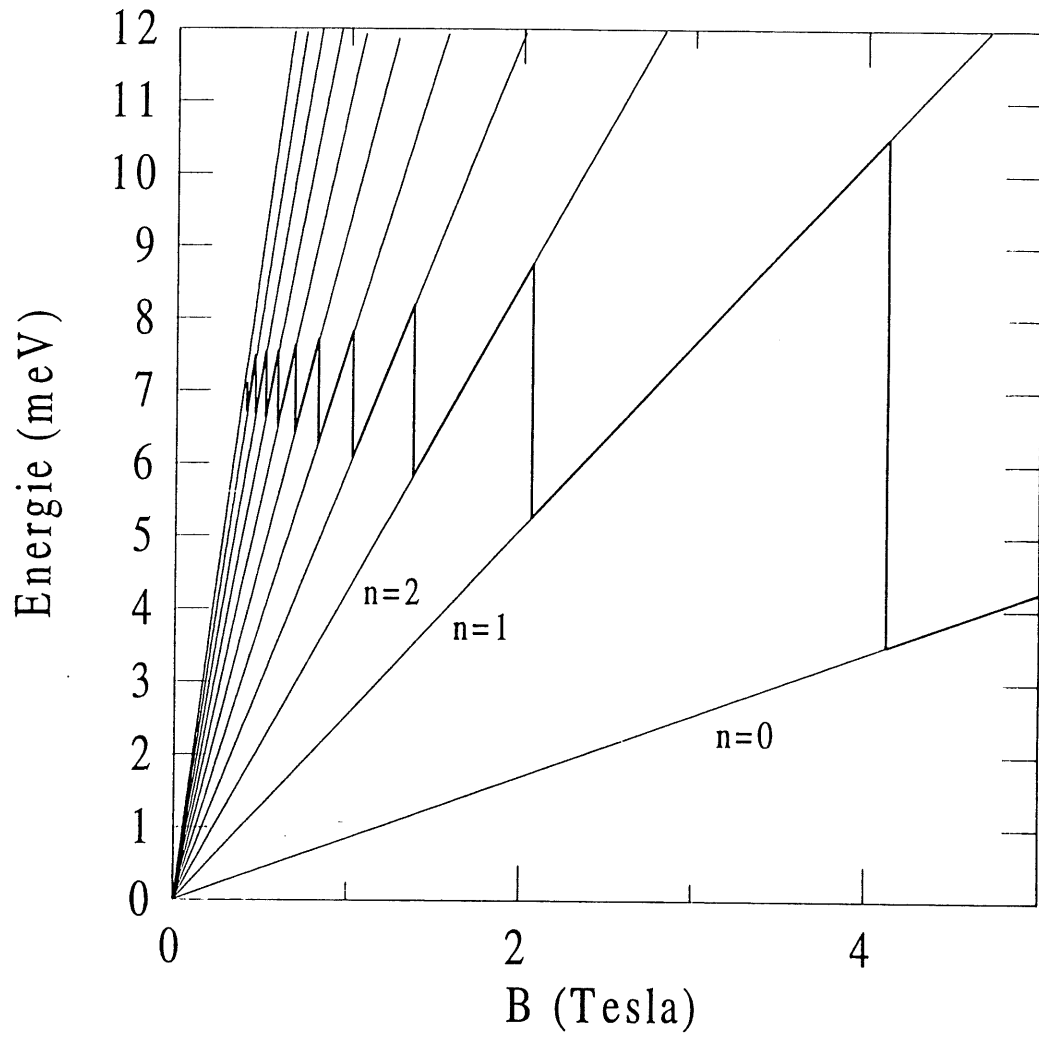


Figure 4.1 : Dépopulation magnétique des niveaux de Landau. Énergie des niveaux de Landau (traits minces) et position du niveau de Fermi (trait épais) en fonction du champ magnétique ($N_s = 2.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$).

avec $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, la fréquence cyclotron. Ce spectre discret constitue la quantification en niveaux de Landau. Le nombre quantique n ne suffit pas à décrire entièrement l'état occupé. Par exemple, dans la jauge de Landau ($\vec{A} = (0, Bx, 0)$), la position du centre de l'orbite le long de x constitue le second nombre quantique (formant avec n un ensemble complet d'observables qui commutent). Pour chaque niveau de Landau, la dégénérescence par spin s'écrit

$$g = \frac{eB}{h}, \quad (4.6)$$

à partir de laquelle on définit le facteur de remplissage des niveaux de Landau (en tenant compte du clivage de spin),

$$\nu = \frac{N_s}{2g}.$$

Pour une concentration électronique et un champ magnétique donnés, $n_{max} + 1$ niveaux de Landau (ou $2\nu_{max} + 1$) sont nécessaires pour accommoder tous les électrons (à $T = 0$ K). À mesure que le champ magnétique augmente, la dégénérescence des niveaux de Landau s'accroît. Par conséquent, pour maintenir la concentration électronique constante, il s'en suit une dépopulation magnétique du dernier niveau occupé. Le niveau de Fermi se maintient dans ce dernier niveau jusqu'à ce qu'il soit complètement vide. Au moment où le dernier état du dernier niveau occupé se vide, le niveau de Fermi saute de n_{max} à $n_{max} - 1$. La dépopulation magnétique des niveaux de Landau est illustrée à la figure 4.1 sur un graphique de l'énergie en fonction du champ magnétique.

La dépopulation magnétique des niveaux de Landau provoque des discontinuités de la densité d'états au niveau de Fermi. Ces discontinuités, combinées à des effets d'ancrage du niveau de Fermi dans des états localisés, se manifestent entre autres dans les mesures de transport électrique: oscillations de Shubnikov-de Haas et quantification de la tension de Hall. On peut montrer que ces sauts sont périodiques en inverse du champ magnétique et que la période est reliée à la concentration électronique. On a

$$N_s = \frac{2e}{h} \left(\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} \right)^{-1}, \quad (4.7)$$

où B_n et B_{n+1} représentent la position en champ des oscillations périodiques résultant de la dépopulation magnétique des niveaux n et $n + 1$. La connaissance de la concentration électronique est essentielle dans le cadre des réseaux de fils quantiques puisqu'elle permet d'estimer une grandeur

physique importante, la longueur d'onde au niveau de Fermi,

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{N_s}}. \quad (4.8)$$

La longueur d'onde au niveau de Fermi représente la périodicité spatiale des électrons participant à la conduction électrique. Les valeurs typiques de λ_F sont de 56 et 32 nm pour des concentrations électroniques de 2×10^{15} et $6 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ respectivement. Cette longueur constitue une grandeur physique utile pour établir les frontières entre les différents régimes de confinement.

L'observation expérimentale de la quantification en niveaux de Landau est possible dans la mesure où le taux de diffusion des électrons est suffisamment faible. Cette condition s'écrit,

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \gg \frac{2\pi}{\tau} \quad (4.9)$$

ou encore,

$$R_c = \frac{\hbar k_F}{eB} \ll \lambda \quad (4.10)$$

où τ est le temps de vie élastique de l'électron, R_c , le rayon cyclotron des électrons à E_F et λ , le libre parcours moyen élastique. On dira qu'une diffusion est élastique si l'énergie est conservée lors du processus. Physiquement, la condition de l'équation (4.9) signifie que l'électron doit en moyenne parcourir plusieurs fois son orbite cyclotron entre chaque collision élastique. Le temps de vie élastique des porteurs peut être obtenu de deux façons:

- 1- de la résistance en champ nul si la concentration électronique est connue; on obtient de l'équation de Boltzmann,

$$\sigma_o = \frac{N_s e^2 \tau}{m^*}. \quad (4.11)$$

- 2- du rapport de la tension de Hall sur la résistance en champ nul; on obtient des équations de Boltzmann,

$$\tau = \frac{m^*}{eE_x} \times \frac{E_y}{B}. \quad (4.12)$$

Dans les meilleures hétérostructures à base de *GaAs/AlGaAs* fabriquées à ce jour, les temps de vie élastiques sont de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Il existe aussi le temps de vie inélastique, temps de vie caractéristique des processus où l'énergie de l'électron n'est pas conservée. On l'appelle aussi le temps de vie de cohérence quantique puisque les processus inélastiques détruisent la phase de la fonction d'onde électronique et par le fait même, les effets de cohérence. La grandeur

du temps de vie inélastique est difficile à quantifier. On peut cependant affirmer qu'il est dix à cent fois plus grand que le temps de vie élastique, du moins à basse température.

4.2 b) Modulation latérale faible de la concentration électronique 2D.

Le régime de modulation latérale faible du gaz électronique 2D est caractérisé en bonne approximation par la description présentée à la section précédente. D'ailleurs, dans les approches théoriques, le potentiel périodique de la modulation est souvent traité de manière perturbative. La présence du potentiel périodique donne tout de même lieu à l'apparition de nouveaux effets dans les propriétés de transport électrique sous champ magnétique. Le plus spectaculaire est sans aucun doute les oscillations de Weiss. [52–62] Ces dernières naissent d'une condition de commensurabilité entre le diamètre cyclotron et la période de la modulation. La première observation expérimentale est due à Weiss *et al.* [52] où la photoconductivité persistante a été mise à contribution pour générer la modulation spatiale du gaz 2D. Ensuite, l'effet a été observé dans des systèmes comme celui faisant l'objet de la présente étude, c'est-à-dire où la modulation est générée de manière électrostatique, [55–57, 59] à l'aide de grilles déposées sur la surface de l'échantillon.

Avant d'entreprendre la description des oscillations de Weiss à partir des approches théoriques existantes, il est bon de définir les directions pertinentes. La direction \hat{x} est choisie pour la direction de la modulation spatiale. Dans une mesure de R_{xx} (ou ρ_{xx}), c'est-à-dire, lorsque le courant circule perpendiculairement aux fils de la grille, on parlera de configuration perpendiculaire. Et, dans une mesure de R_{yy} (ou ρ_{yy}), c'est-à-dire, lorsque le courant circule parallèlement aux fils de la grille, on parlera de configuration parallèle.

Deux interprétations théoriques mènent à une description satisfaisante de la magnéto-résistivité dans la configuration perpendiculaire lorsque l'effet de commensurabilité entre le rayon cyclotron et la période de la modulation est présent. Dans les deux cas, la condition de résonance s'écrit

$$2R_c = a(n - 1/4), \quad (4.13)$$

où a est la période de la modulation. Il s'agit d'une condition pour un minimum de résistance dans la configuration perpendiculaire (ρ_{xx}). Notons, qu'expérimentalement, des oscillations hors-phase

d'amplitude plus faible sont aussi perceptibles sur ρ_{yy} . [52,53] Dans ce cas, la condition de l'équation (4.13) prédit la position des maxima dans la configuration parallèle.

La première interprétation, introduite par Gerhardt *et al.*, [53, 72, 73] est basée sur le calcul de l'effet du potentiel périodique sur la structure en niveaux de Landau. Pour les conditions expérimentales de champ magnétique faible auxquelles les oscillations de Weiss sont observées ($B < 1$ T), une multitude de niveaux de Landau rapprochés en énergie sont présents. L'introduction d'un potentiel périodique a pour effet d'élargir ces niveaux et de former des mini-bandes de Landau dont la largeur est une fonction périodique du champ magnétique et de la période de modulation (la condition de l'équation (4.13)). Les oscillations de la largeur des mini-bandes de Landau entraînent des oscillations de la densité d'état et par le fait même, de ρ_{xx} . Cependant, en ne considérant que les variations de la densité d'états, cette approche ne décrit pas les oscillations de ρ_{yy} . Gerhardt *et al.* [73] et Weiss *et al.* [72] montrent qu'un traitement plus complet, tenant compte de l'effet de la densité d'états sur le temps de vie permet une description adéquate.

La seconde interprétation, développée par Beenakker, [70] est basée sur un calcul classique du tenseur de diffusion en présence de champs électrique et magnétique croisés, le champ électrique étant associé à la modulation spatiale. On sait de la physique classique, qu'une particule chargée dans des champs électrique et magnétique croisés subit une dérive transversalement à ces champs (dans la direction donnée par $\vec{E} \times \vec{B}$). Donc, étant donné que \vec{E} est périodique, l'électron subit une dérive dont la direction et l'amplitude sont une fonction oscillante du champ magnétique et de la période de modulation. La vitesse de dérive moyenne du centre de l'orbite calculée par Beenakker s'écrit

$$\langle v_{dérive}^2 \rangle = \frac{R_c}{a} (v_F \varepsilon)^2 \cos^2 \left(2\pi \frac{R_c}{a} - \frac{\pi}{4} \right). \quad (4.14)$$

Lorsque la condition de l'équation (4.13) est satisfaite, la dérive transverse moyenne disparaît de sorte que la résistance (ρ_{xx}) retrouve sa valeur en champ magnétique nul. Pour une condition où l'équation (4.14) est maximale, Beenakker trouve un maximum de la résistance dans la configuration perpendiculaire (ρ_{xx}). Cette description ne prédit cependant pas la présence d'oscillations de la magnétorésistance dans la configuration parallèle (ρ_{yy}).

Les oscillations de Weiss sur la magnétorésistance permettent de déduire la concentration moyenne du gaz électronique modulé (\bar{N}_s). On verra que cette quantité s'avère importante pour caractériser

le mode collectif observé dans les mesures optiques dans le régime de modulation faible. D'autres effets, reliés à la présence d'un potentiel périodique permettent également de déterminer quelques quantités utiles:

- 1- Une magnétorésistance parabolique apparaît dans la direction parallèle (ρ_{xx}) à la modulation. Un calcul semi-classique [70] prédit que son amplitude est donnée par

$$\rho_{xx} = \rho_o \left(1 + \mu^2 \frac{\delta N_s^2}{N_s^2} B^2 \right), \quad (4.15)$$

où μ est la mobilité électronique et $\delta N_s/N_s$ est l'amplitude de la modulation. Cette équation est valable dans le cas d'une modulation faible ($\delta N_s/N_s \ll 1$) et d'une grande mobilité ($\mu B \gg 1$).

- 2- Un maximum de la magnétorésistance ρ_{xx} à faible champ magnétique est causé par une forme de claquage magnétique ('magnetic breakdown') lorsque l'énergie cyclotron devient supérieure à l'amplitude de la modulation. [55] La condition de claquage s'écrit

$$B_{crit} = \frac{2\pi V}{av_F} \quad (4.16)$$

et correspond à une transition d'un régime d'orbites ouvertes ('streaming orbits') à un régime d'orbites fermées.

4.2 c) Confinement 1D, sous-bandes magnéto-électriques et dépopulation

L'ajout du confinement électrostatique dans une seconde direction (\hat{x} par exemple) ne fait pas intervenir en soi de concepts nouveaux. On dira que si le confinement est suffisamment important, c'est-à-dire si la longueur d'onde de de Broglie est plus grande que la distance de confinement, il s'en suivra une quantification dans cette direction. Théoriquement, le mouvement des électrons demeure libre dans la dernière direction (\hat{y}). Dans le cas où le potentiel de confinement est très important de sorte qu'une seule sous-bande est peuplée, le système devient effectivement 1D. Sinon, pour un nombre de sous-bandes occupées supérieur à un, on dira qu'il est quasi-1D. Ces systèmes portent le nom de fils quantiques ou de réseaux de fils quantiques. Le calcul des niveaux d'énergie à un électron est relativement aisé. Pour un confinement décrit par un potentiel parabolique d'intensité $\frac{1}{2}m^*\omega_o^2$, les énergies sont données par,

$$E_n(k_y) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \hbar\omega_o (n + 1/2) \quad (4.17)$$

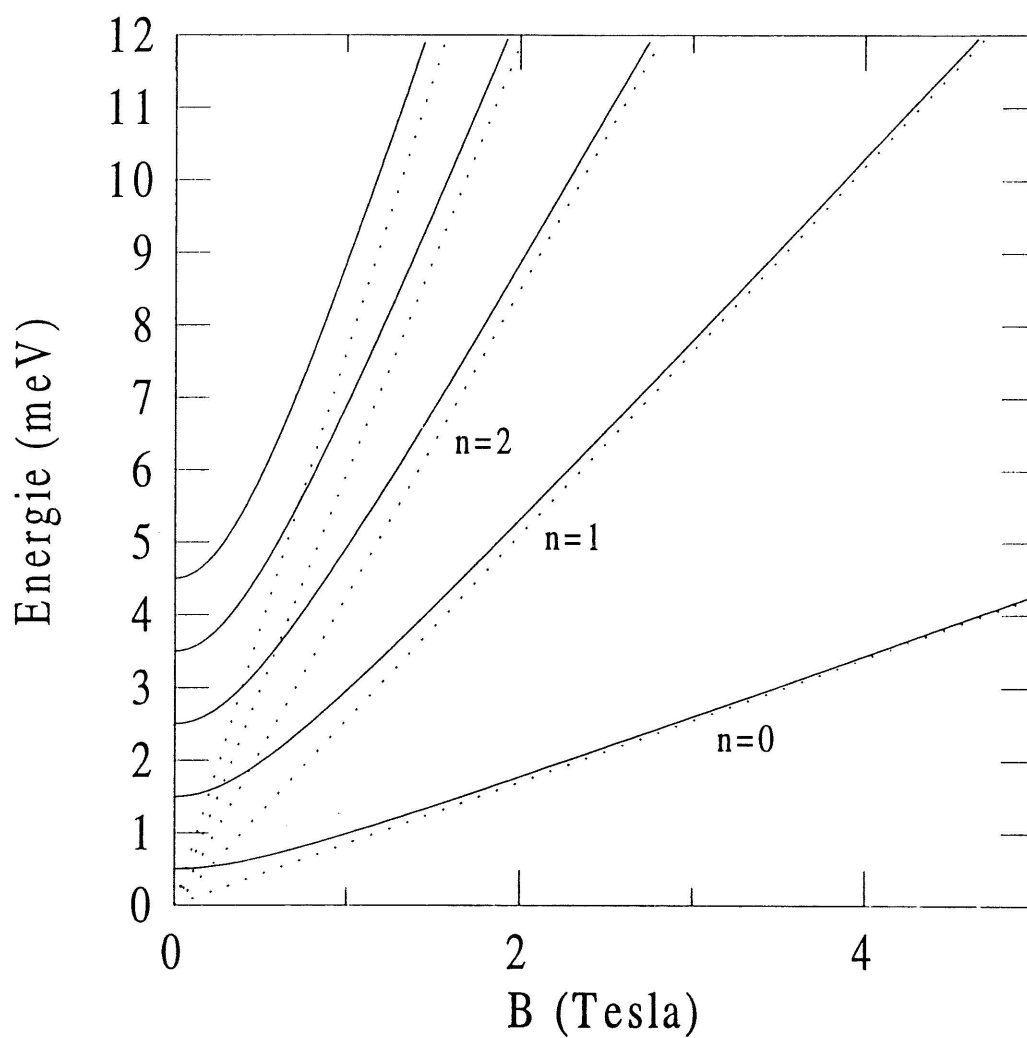


Figure 4.2 : Energie des sous-bandes électriques en fonction du champ magnétique. Un confinement de forme parabolique est considéré ($\omega_o = 1$ meV). Les traits pointillés montrent le cas 2D.

avec n , l'indice de la n^e sous-bande. Pour un potentiel carré de hauteur V , les énergies propres sont données par une équation transcendante. [183] La différence avec le potentiel parabolique est que l'écart entre les niveaux décroît avec l'augmentation de l'indice de sous-bande n . Pour des formes de potentiel plus complexes, la méthode de WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) [184] permet une bonne description quantitative des sous-bandes pour des indices n élevés. Dans la méthode WKB, l'équation de Bohr-Sommerfeld est utilisée, soit,

$$\int_{u_1}^{u_2} s \cdot du = \pi \hbar (n + 1/2), \quad (4.18)$$

avec s et u des variables conjuguées comme l'impulsion et la coordonnée spatiale ou l'énergie et le temps. Dans la forme utilisée par WKB, l'équation (4.18) prend la forme

$$\int_{x_1}^{x_2} dx \sqrt{2m^* (E_n - V_E(x))} = \pi \hbar (n + 1/2), \quad (4.19)$$

où $V_E(x)$ constitue le potentiel de confinement électrostatique dans la direction \hat{x} . Les x_1 et x_2 sont les points de rebroussement classiques obtenus de l'égalité $V_E(x_{1,2}) = E_n$. Le problème de cette méthode vient de son incapacité de prédire adéquatement l'énergie du niveau fondamental. Elle est d'autant meilleure que le numéro de la sous-bande considérée est élevée. Cette technique a été utilisée par Berggren et Newson [63] pour décrire la dépopulation des sous-bandes électriques avec et sans l'effet du champ magnétique. Le profil de potentiel choisi pour $V_E(x)$ est un hybride de potentiel parabolique avec un fond plat, soit le profil le plus polyvalent pour la description des systèmes Q1D. D'autres techniques complètement numériques, permettent la résolution de l'équation de Schrödinger avec succès. Elles coûtent souvent beaucoup de temps d'ordinateur, en particulier lorsque l'équation de Schrödinger est résolue de manière auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Ce point sera discuté plus loin.

Pour bien illustrer la dépopulation des sous-bandes électriques issues du confinement électronique dans la direction \hat{x} , un résumé de l'approche simple de Berggren, Roos et van Houten est présenté. [65] Malgré (ou à cause de) sa simplicité, c'est le modèle le plus utilisé pour le traitement des données expérimentales. Il permet, à partir des mesures de transport électrique sous champ magnétique, de déterminer une énergie de confinement ω_o ainsi qu'une concentration électronique 1D, N_{1D} . Le point de départ de leur modèle est le potentiel parabolique dont les énergies ont été données

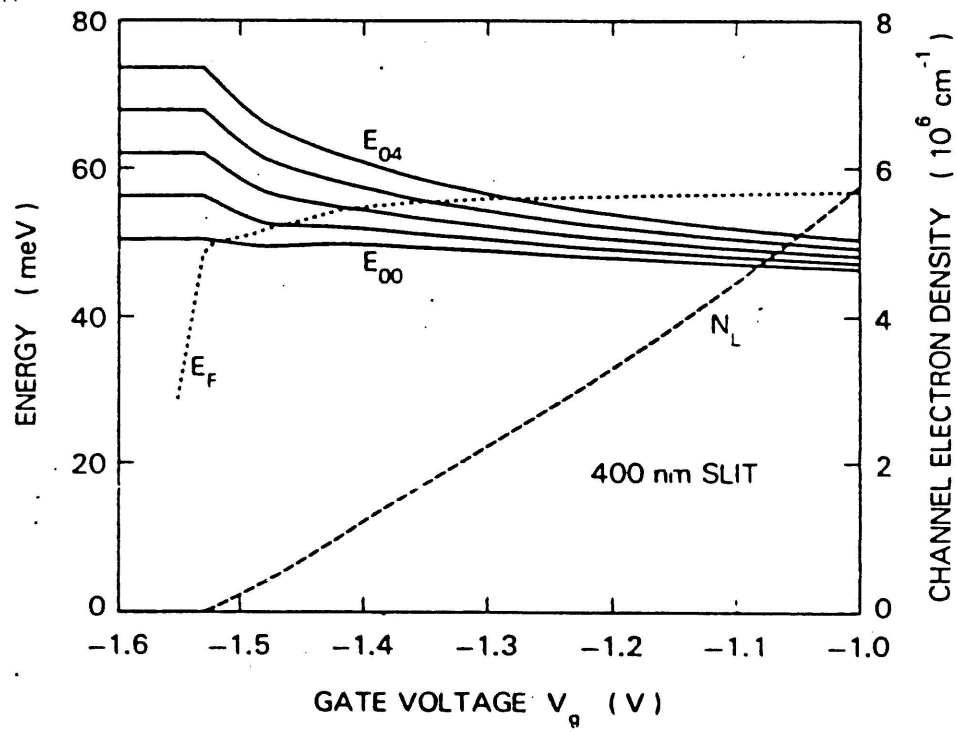


Figure 4.3 : Energie du fond de la sous-bande électrique en fonction de l'intensité du potentiel de confinement (tension de grille). La position du niveau de Fermi se retrouve successivement dans les sous-bandes $n, n - 1, n - 2, \dots$ [5]

plus tôt. Chaque sous-bande est caractérisée par une densité d'états 1D donnée par,

$$g_n^{1D}(E) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E - E_n^o}} \Theta(E - E_n^o). \quad (4.20)$$

L'indice zéro de E_n^o est utilisé pour distinguer du cas sous champ magnétique, et le thêta de Heaviside tient compte du fait que l'énergie doit au moins être supérieure à l'énergie du fond de la sous-bande (c'est-à-dire à $k_y = 0$). En intégrant la densité d'états totale jusqu'à E_F , l'énergie du dernier état occupé à $T = 0$ K, on obtient une relation entre N_{1D} , la concentration 1D et deux autres quantités, E_F et n_{\max} (le nombre de sous-bandes occupées)

$$N_{1D} = \frac{2}{\pi\hbar} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \sqrt{2m^* (E_F - E_n^o)} \Theta(E_F - E_n^o), \quad (4.21)$$

où n_{\max} est déterminée par la condition,

$$E_{n_{\max}}^o = \hbar\omega_o (n_{\max} + 1/2) \leq E_F \quad (4.22)$$

On peut comprendre avec des arguments simples basés sur l'équation (4.22), l'origine de la dépopulation des sous-bandes électriques qui accompagne un accroissement du confinement. Pour ce faire, considérons une condition où N_{1D} et E_F sont constants, les deux paramètres variables étant n_{\max} et ω_o (cachée dans E_n^o). Si le confinement augmente, l'énergie du n^e niveau s'accroît et en particulier celle de n_{\max} . Au moment où $E_{n_{\max}}^o$ devient supérieure à E_F , le nombre de sous-bandes occupées chute de n_{\max} à $n_{\max} - 1$. Cette interprétation est un peu simpliste puisque pour satisfaire (4.21) en tout temps, E_F ne peut pas être constant. En fait, E_F est une fonction de ω_o . La figure 4.3 illustre un cas plus réaliste de dépopulation des sous-bandes électriques en fonction de l'intensité du confinement.

La possibilité d'observer les manifestations de la quantification due au confinement spatial est grandement accrue en présence d'un champ magnétique. On comprend simplement cette affirmation du fait que le champ magnétique réduit la dispersion en k_y (dans la direction des fils) et accroît l'écart entre les sous-bandes. Pour bien comprendre qualitativement l'effet du champ magnétique, on peut considérer les deux cas limites (se référer à la figure 4.2): champ magnétique très intense et champ magnétique nul. Dans le cas où l'énergie cyclotron est dominante, le système doit présenter la quantification en niveaux de Landau, soit l'équation (4.5). À champ magnétique nul, on trouve

simplement la structure en sous-bandes électriques E_n^o . On doit donc observer en fonction du champ magnétique, des sous-bandes électriques qui peu à peu retrouvent un comportement en niveaux de Landau. Le régime intermédiaire ou hybride se caractérise par des sous-bandes magnéto-électriques. Ensuite, de la même façon que le champ magnétique appliqué sur le gaz 2D conduit à la formation et à la dépopulation des niveaux de Landau, il donne aussi lieu à la dépopulation des sous-bandes magnéto-électriques. Le traitement théorique le plus simple de l'effet du champ magnétique sur les sous-bandes électriques a été réalisé par Berggren, Roos et van Houten. [65] Le champ magnétique est ajouté au confinement parabolique traité plus haut. Étant donné que dans la jauge de Landau, le champ magnétique s'écrit aussi en termes d'un potentiel généralisé parabolique, les relations ci-haut sont valides avec les transformations,

$$\omega_o^2 \longrightarrow \omega_o^2 + \omega_c^2 \quad (4.23)$$

$$m^* \longrightarrow \frac{\omega_o^2 + \omega_c^2}{\omega_o^2} \times m^*. \quad (4.24)$$

En d'autres termes, on doit sommer les forces d'oscillateur, ce qui conduit, dans le cas de deux potentiels paraboliques, à sommer les carrés des fréquences caractéristiques. La figure 4.1 permet de prédire, du moins qualitativement, l'effet du confinement spatial sur la dépopulation magnétique des sous-bandes. Le minimum de la sous-bande magnéto-électrique $n = 2$ atteint une énergie donnée (6 meV, par exemple) à un champ magnétique plus faible que le niveau de Landau correspondant. En considérant une énergie de Fermi de 6 meV, la dépopulation de la sous-bande magnéto-électrique $n = 2$ apparaîtra à 1.28 T comparativement à 1.41 T pour le niveau de Landau correspondant. Sur un graphique de l'indice de niveau en fonction de l'inverse du champ magnétique, ou graphique de Landau, cet effet se traduit par un écart à la relation linéaire obtenue pour le gaz d'électrons 2D. Quantitativement, la dépopulation magnéto-électrique dans l'approche de Berggren *et al.* est décrite par,

$$N_{1D} = \frac{2}{\pi} \times \left(\frac{2m^*}{\hbar} \right)^{1/2} \times \frac{(\omega_o^2 + \omega_c^2)^{3/2}}{\omega_o^2} \times \sum_{\nu=1}^n \nu^{1/2} \quad (4.25)$$

Malgré que le traitement de Berggren *et al.* permette une description adéquate de la dépopulation électrique et magnétique des sous-bandes électriques, en pratique, des calculs plus complets montrent que le potentiel parabolique ne reflète les systèmes réels que dans certaines conditions. [5–7, 71, 77, 81]

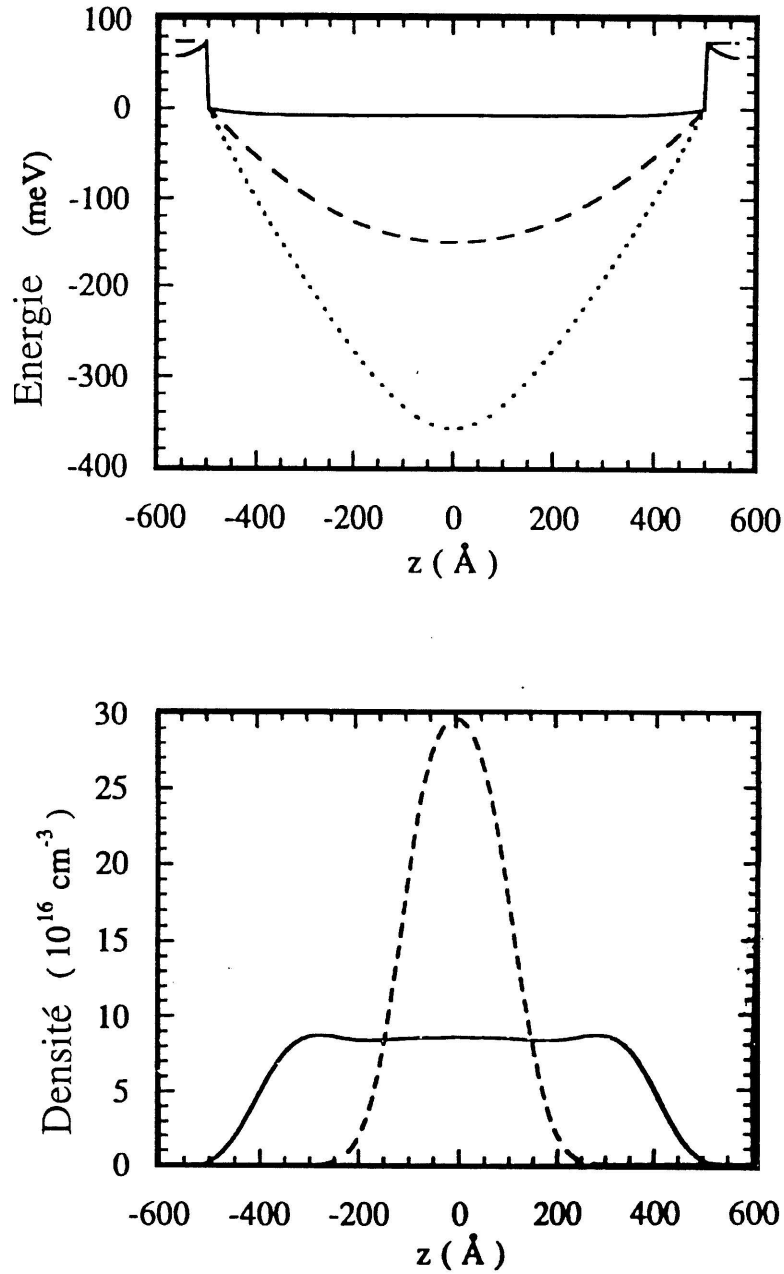


Figure 4.4 : Potentiels nu et effectif. En haut: le **potentiel nu** parabolique (trait discontinu) est écranté par les électrons produisant un **potentiel effectif aplati** (trait continu). Le trait pointillé montre le **profil du potentiel nu** permettant d'obtenir un **potentiel effectif parabolique** (trait discontinu). En bas: **distribution des charges électriques** pour les **potentiels nu** (trait continu) et **effectif** (trait discontinu) de forme parabolique. [6] 'Z' correspond à 'X' dans le texte.

À ce moment-ci, il est nécessaire de définir deux notions de base essentielles à la compréhension de ce type de systèmes. Ceux faisant l'objet de la présente étude sont constitués d'un nombre considérable d'électrons. Dans cette optique, les approches théoriques basées sur des modèles à une particule doivent être considérées dans la perspective des éléments qui sont introduits ci-après. Ainsi, on définit le **potentiel nu** (en anglais, 'bare potential') et le **potentiel effectif** (ou écranté). Comme son nom l'indique, le **potentiel nu** est le potentiel qui décrit le système sans l'effet des électrons libres. Il inclut les charges fixes (donneurs ionisés, par exemple) et le potentiel extérieur (une grille à la surface, par exemple). Le **potentiel effectif** est le potentiel vu par un électron lorsque l'effet d'écrantage produit par l'ensemble des électrons est pris en compte. De toute évidence, ces deux potentiels sont égaux à la limite où un seul électron peuple le potentiel. En ce qui a trait au potentiel utilisé dans les relations ci-haut, il devrait s'agir d'un **potentiel effectif**. En d'autres mots, $V_E(x) = \frac{1}{2}m^*\omega_o^2x^2$ ci-haut tient compte à la fois des donneurs ionisés, du potentiel extérieur et de l'ensemble des électrons libres peuplant le fil quantique. Dans la littérature, et en particulier dans les premières publications sur le sujet, il faut être particulièrement attentif car la distinction entre les deux types de potentiel n'est pas claire.

La détermination du **potentiel effectif** $V_E(x)$ à partir d'un **potentiel nu** a fait l'objet de quelques publications. [5–7, 71, 77, 81] Le problème consiste à résoudre simultanément les équations de Schrödinger et de Poisson en incluant l'effet des électrons. On parle alors de résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson et les solutions ne sont accessibles que numériquement. La figure 4.4 montre le résultat d'un calcul de Broido *et al.*. Le **potentiel nu** parabolique de la distribution uniforme de charges fixes se voit aplati par l'inclusion de l'effet des électrons. Ainsi, dans un calcul des niveaux d'énergie associés au **potentiel effectif**, les écarts en énergie trouvés sont plus faibles que pour le **potentiel nu**. Le figure 4.4 (en bas) montre la distribution correspondante des électrons. On constate que dans le cas d'un **potentiel nu** parabolique, le résultat de Berggren *et al.* n'est valide que dans la limite où la concentration électronique est nulle. Broido *et al.* ont d'ailleurs calculé la forme du **potentiel nu** associé au **potentiel effectif** parabolique. Le résultat est illustré à la figure 4.4 (en haut).

En plus de la dépopulation magnétique des sous-bandes électriques quasi-1D, le régime de confinement fort est aussi caractérisé par quelques effets dont la compréhension est basée sur une description

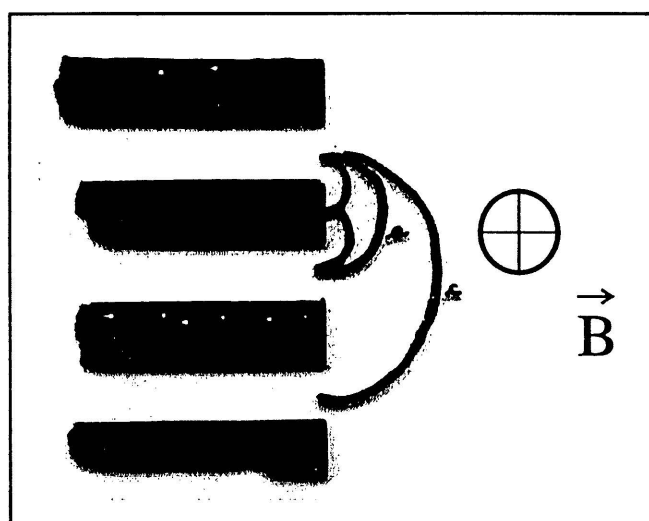
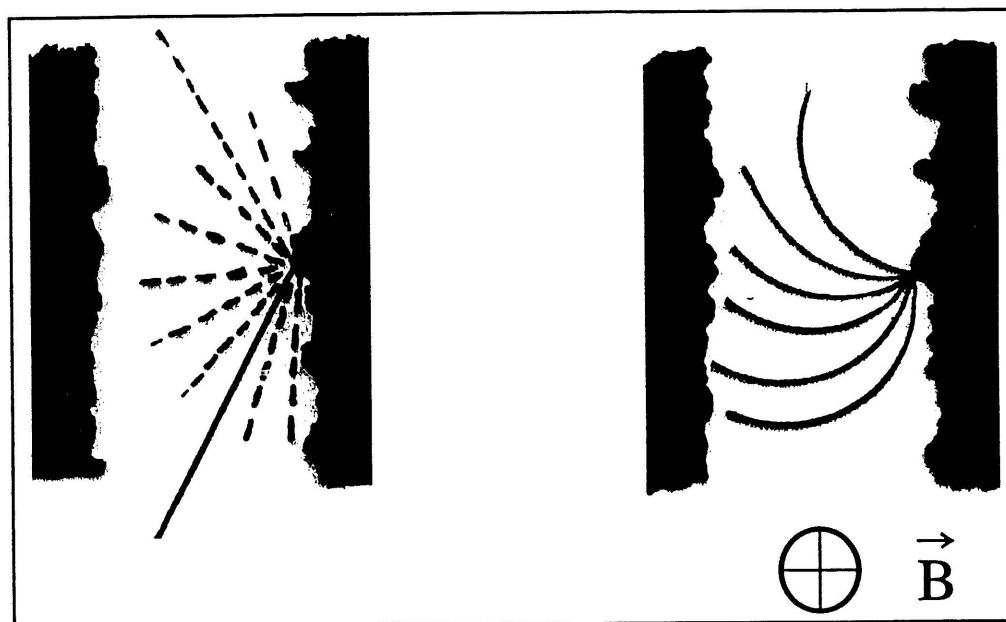


Figure 4.5 : En haut: illustration de l'effet du champ magnétique sur les processus de rétrodiffusion sur les parois rugueuses des fils quantiques. En bas: focalisation électronique où les électrons sortant d'un fil quantique voient leur trajectoire courber sous l'effet du champ magnétique de manière à se retrouver dans le q^e fil voisin.

semi-classique. Sans entrer dans de grands détails, voici quelques-uns de ces effets.

- 1– **Suppression de la rétrodiffusion.** Dans un gaz 2D, il existe des processus de rétrodiffusion causés par la présence d'impuretés. Dans le cas de fils quantiques, la rugosité de la paroi des fils cause aussi une rétrodiffusion des électrons. Ces processus, créant un accroissement de la résistance, peuvent être graduellement supprimés par l'application d'un champ magnétique. Une analyse qualitative de la trajectoire sous champ magnétique des électrons rétrodiffusés permet de comprendre ce point (Cette situation est illustrée à la figure 4.5). Sur les mesures de transport électrique, la suppression de la rétrodiffusion se manifeste par un maximum de résistance suivi d'une magnétorésistance négative. [185] Le maximum de magnétorésistance est donné par

$$B_{crit} = 0.55 \frac{\hbar k_F}{eW} \quad (4.26)$$

avec W , la largeur du fil pour les électrons au niveau de Fermi. On peut aussi déterminer de cet effet l'importance relative entre les diffusions spéculaires et diffusives. [50]

- 2– **Focalisation électronique.** Dans le cas du réseau de fils quantiques de période a et pour certaines valeurs de champ magnétique, l'électron sortant d'un fil voit sa trajectoire courber de telle manière qu'il se retrouve à la sortie du q^e fil voisin. Il y a alors un accroissement de la diffusion électron-électron et un maximum de résistance est observé pour la condition

$$2pR_c = qa, \quad (4.27)$$

avec p et q , de petits entiers. [186] Quelques situations de résonance sont illustrés à la figure 4.5. Expérimentalement, cet effet est facile à distinguer des oscillations de Weiss étant donné que l'équation (4.27) ne fait pas intervenir de facteur de phase.

4.3 Excitations optiques

Sans référer à un modèle particulier, on peut prédire qualitativement le type d'excitations optiques présent dans les réseaux de fils quantiques. On sait qu'une transition optique est observée à l'énergie séparant deux niveaux ou bandes d'énergie (moyennant certaines règles de sélection). Pour une structure en sous-bandes telle que décrite dans la section précédente, on peut penser que les excitations seront observées à l'énergie de séparation de ces sous-bandes. Cette image tient dans la mesure où les effets collectifs du gaz d'électrons sont négligeables. Si le peuplement est faible, un léger déplacement des résonances devrait être observé à cause de l'interaction entre les électrons. Dans le cas des réseaux de fils quantiques, les concentrations électroniques sont souvent importantes (plusieurs sous-bandes peuplées) de telle sorte qu'une description des excitations optiques en termes

de transitions à une particule n'est plus appropriée. Tous les électrons doivent être pris en compte simultanément et on parle alors d'excitations collectives (ou plasmon dans la plupart des cas).

Dans cette section, je présenterai quelques approches théoriques parmi la multitude retrouvée dans la littérature jusqu'à maintenant pour la description des modes collectifs dans les régimes 2D, quasi-1D et 1D.

4.3 a) Théorème de Kohn

Les modèles décrivant les modes collectifs sont davantage compréhensibles lorsqu'on les compare à des modèles plus élémentaires. Parmi les descriptions simples, on trouve le traitement théorique du gaz d'électrons sous champ magnétique considéré par Walter Kohn et publié en 1961. [187] À la suite des résultats expérimentaux sur les puits, [135] les fils et les points quantiques, il en découla quelques généralisations. [132, 133, 188, 189]

Dans l'approche de Kohn, on considère la situation d'un gaz d'électrons sous champ magnétique uniforme avec une interaction électron-électron sous la forme

$$U = \sum_{i,j} U(\vec{r}_i - \vec{r}_j), \quad (4.28)$$

avec \vec{r}_i , la position du $i^{ième}$ électron. En l'absence de potentiel de confinement, le théorème stipule qu'une seule transition optique est observée à la fréquence cyclotron comme s'il s'agissait d'un système à un électron (c'est-à-dire à $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$). Ce théorème a aussi été généralisé au cas d'un confinement nu parabolique (dans une, deux ou trois directions)

$$V(\vec{r}_i) = \frac{1}{2} m^* \Omega^2 (\vec{r}_i - \vec{r}_o)^2,$$

où \vec{r}_i représente la position de la i^e particule et \vec{r}_o est la coordonnée du centre du potentiel de confinement. La démonstration est basée sur la séparation du hamiltonien total en deux contributions: un hamiltonien qui ne dépend que des coordonnées du centre de masse (H_{CM}) et un hamiltonien (H_{rel}) qui ne dépend que des coordonnées relatives (ces deux hamiltoniens commutent et leur base d'état propres sont donc orthogonales). Pour l'étude des transitions optiques, on introduit le

hamiltonien d'interaction radiation-matière,

$$H_i = -\frac{e}{m^*} \sum_j \vec{\Pi}_j \cdot \vec{A}_{rad} = -\frac{e}{m^*} \vec{\Pi}_{CM} \cdot \vec{A}_{rad}. \quad (4.29)$$

$\vec{\Pi}_j$ est la quasi-impulsion de la $j^{ième}$ particule et \vec{A}_{rad} le potentiel vecteur de la radiation électromagnétique. On voit que H_i est indépendant des coordonnées relatives et commute donc avec H_{rel} . Il en résulte que les excitations optiques ne se couplent qu'au centre de masse et, puisque H_{CM} ne contient pas l'effet des interactions, il en découle la généralisation du théorème de Kohn. La radiation se couple à la quasi-particule de masse Nm^* et de charge électrique Ne de sorte que la résonance est observée à $\omega_c = \frac{NeB}{Nm^*} = \frac{eB}{m^*}$ (résonance cyclotron) ou à Ω (l'énergie du potentiel de confinement nu, c'est-à-dire, sans l'effet des interactions).

La généralisation du théorème de Kohn a été traitée autant numériquement qu'analytiquement. Dans le cas analytique, la description ci-haut résume bien l'approche utilisée. Dans le cas numérique, la réponse du gaz d'électrons est obtenue par la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et de Poisson. Le calcul de Broido *et al.* [6] permet de bien distinguer les **potentiels nu** (V_i) et **effectif** (V_f). Ils démontrent numériquement que des **potentiels nu** et **effectif** de même amplitude donnent des énergies d'excitation très différentes (un facteur deux dans le cas considéré). La figure 4.6 présente les spectres d'absorption optique associées à des V_i et V_f paraboliques de même amplitude (les **potentiels nu** et **effectif** sont ceux de la figure 4.4). De manière générale, ils stipulent qu'à champ magnétique nul, l'énergie du mode collectif est donnée approximativement par la courbure moyenne du **potentiel nu**,

$$\Omega^2 = \frac{1}{m^*} \left\langle \frac{d^2 V_i}{dx^2} \right\rangle. \quad (4.30)$$

La moyenne est effectuée dans la région où la concentration électronique est non-nulle. Dans le cas du **potentiel nu** parabolique, le théorème de Kohn est respecté et le mode optique est observé à l'énergie correspondant à la courbure de V_i . Dans le cas du **potentiel effectif** parabolique, l'énergie du mode optique est fortement accrue. Dans cette condition, Broido trouve un **potentiel nu** associé dont la courbure moyenne est effectivement de l'ordre de l'énergie du mode observé, en accord avec l'équation (4.30).

On retrouve aussi dans un article de Li et Das Sarma [153] une discussion intéressante sur le théorème de Kohn. Tel que mentionné dans la section précédente, l'ajout des électrons dans le **poten-**

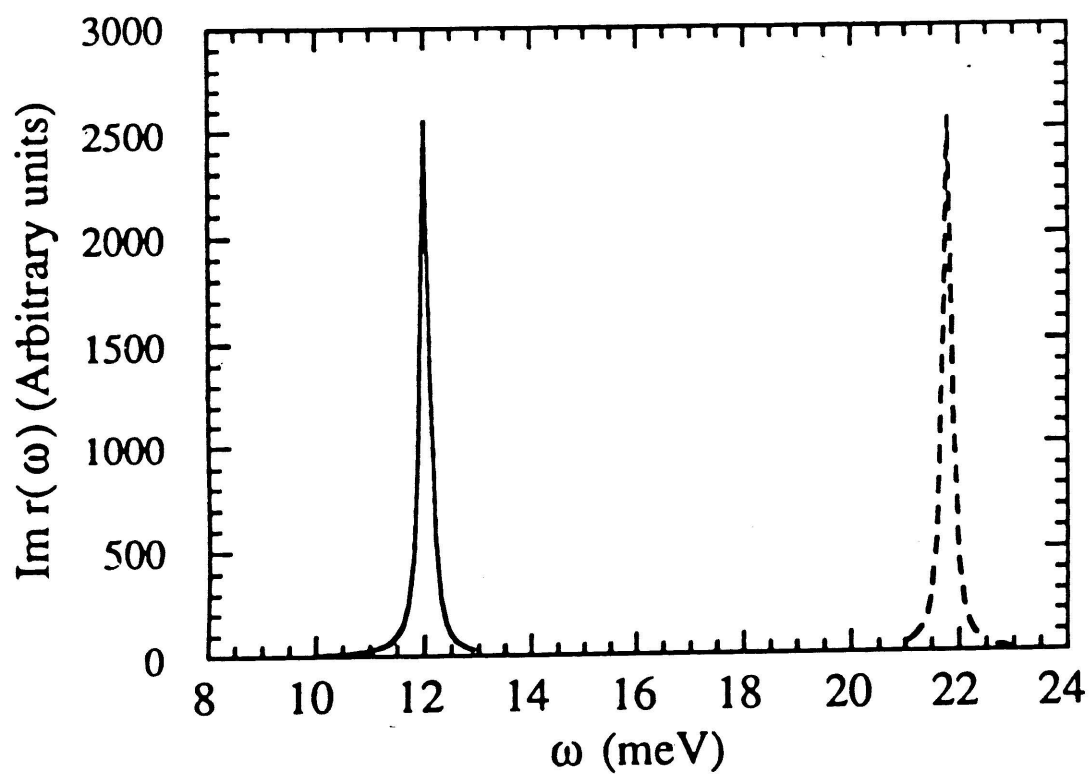


Figure 4.6 : Spectre d'absorption associé à des potentiels nu (trait continu) et effectif (trait discontinu) paraboliques de même amplitude. Les potentiels correspondants sont illustrés à la figure 4.4.

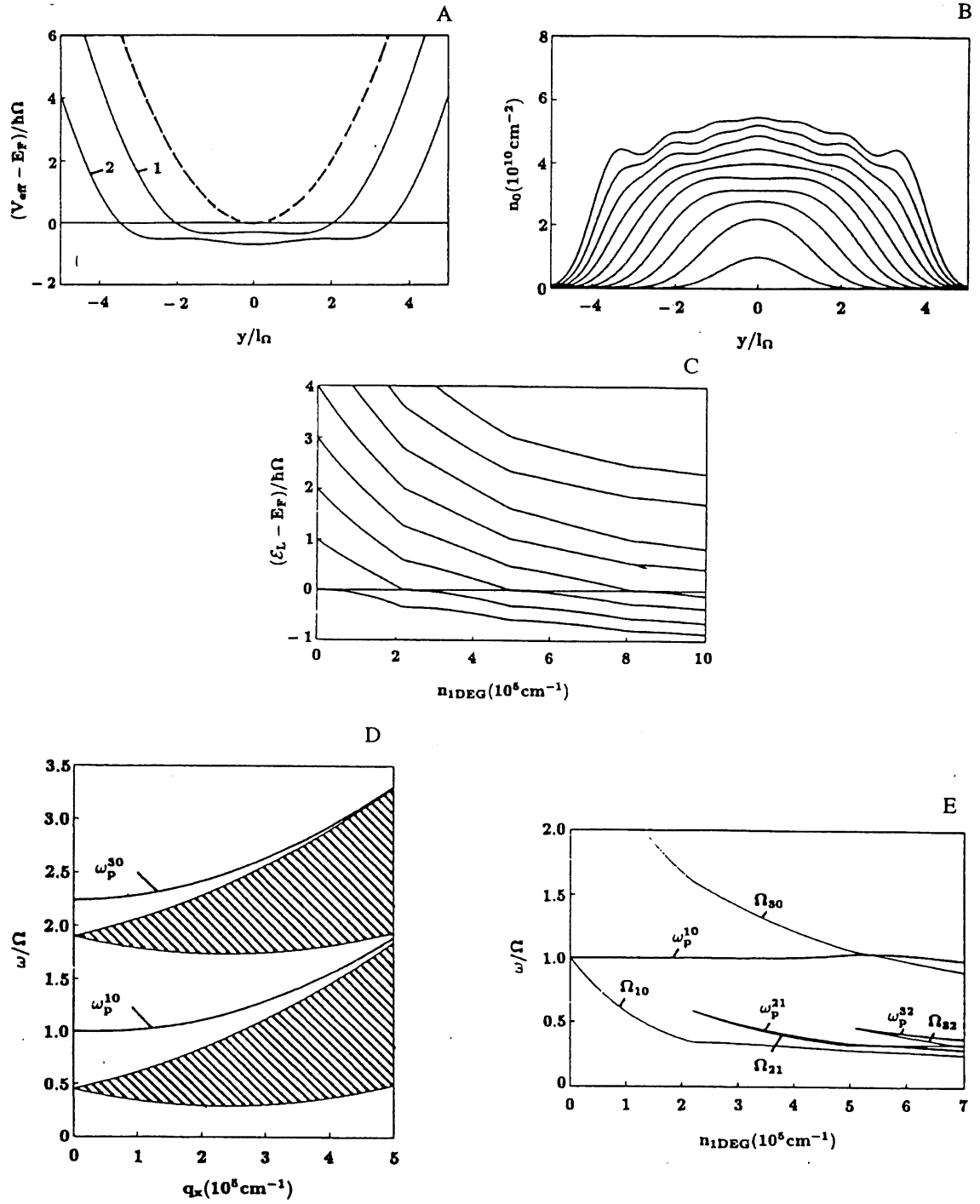


Figure 4.7 : Propriétés du potentiel nu parabolique. En haut à gauche: trois potentiels nus; le potentiel parabolique apparaît en traits discontinus. En haut à droite: distribution spatiale des électrons pour un potentiel nu parabolique en fonction de la concentration électronique. Au centre: niveaux d'énergie du potentiel effectif en fonction de la concentration électronique. En bas à gauche: dispersion du plasmon confiné (ω_p^{10}) ou mode de Kohn dans ce cas-ci. En bas à droite: énergie des modes collectifs en fonction de la concentration électronique pour le cas du potentiel nu parabolique. [7]

tiel nu a pour effet d'écranter ce potentiel. Cet écrantage diminue la hauteur moyenne du **potentiel effectif** de sorte qu'à mesure que le nombre d'électrons augmente, l'écart entre les niveaux d'énergie du **potentiel effectif** diminue. Dans un calcul des énergies d'excitation optique à partir du spectre d'énergie associé à V_f , l'énergie $E_{n+1} - E_n$ de la transition inter-sous-bandes $E_n \rightarrow E_{n+1}$ est déplacée par la présence de l'ensemble des électrons. C'est le facteur de dépolarisation. Dans le cas d'un **potentiel nu** parabolique (V_i parabolique), Li et Das Sarma montre que la diminution de l'écart entre E_{n+1} et E_n avec l'augmentation de la concentration électronique est compensée exactement par l'accroissement du facteur de dépolarisation. On trouve ainsi un mode optique dont l'énergie est indépendante de la concentration électronique. C'est la conséquence du théorème de Kohn. Pour un **potentiel effectif** de forme parabolique (par rapport au **potentiel nu** de forme parabolique), Li et Das Sarma trouve un mode dont l'énergie dépend de la concentration électronique. Ceci ne contredit pas le théorème de Kohn puisque dans ce cas, le **potentiel nu** associé à V_f n'est pas parabolique (tout comme décrit ci-haut).

L'effet des déviations à la parabolicité du **potentiel nu** a fait l'objet d'une étude théorique par *Wendler et al.* [7] Dans une résolution auto-cohérente, ils ont considéré l'ajout de termes en x^4 et x^6 sur le potentiel de confinement. Dans le cas du **potentiel nu** parabolique, la figure 4.7 résume l'ensemble des résultats obtenus.

- 1- Entre autres, la figure du centre montre que l'écart entre les niveaux du **potentiel effectif** diminue à mesure que la concentration électronique augmente.
- 2- La figure du bas à gauche montre qu'à $q = 0$, on trouve un mode collectif dont l'énergie correspond à la courbure du **potentiel nu** parabolique, en accord avec le théorème de Kohn. Les unités d'énergie ont été normalisées par rapport à Ω (c'est-à-dire, deux fois l'amplitude du coefficient du terme en x^2 du **potentiel nu**), de sorte que le mode de Kohn apparaît à 1 en unités de ω/Ω .
- 3- La figure du bas à droite montre que l'énergie du mode de Kohn (ω_p^{10}) est indépendante de la concentration électronique. *Wendler et al.* montre que les autres modes présents sur cette figure ne sont pas actifs optiquement.

L'écart à la parabolicité a pour effet de déplacer le mode de Kohn. Malgré que le déplacement du mode dépende du choix des coefficients des termes en x^4 et x^6 , un raisonnement qualitatif basé sur l'équation (4.30) semble adéquat. De plus, la non-parabolicité permet de rendre optiquement actifs certains autres modes collectifs. La nature et l'évolution de ces modes dépendent alors fortement du

profil de potentiel choisi.

4.3 b) Modes collectifs

D'après un papier de Park *et al.*, [156] on peut classer les modes collectifs par rapport à deux grandeurs physiques importantes, la longueur d'onde des électrons au niveau Fermi (λ_F) et l'énergie de Fermi (E_F). Leur approche est basée sur un calcul de la fonction de réponse-densité (et aussi du coefficient d'absorption optique Schaich *et al.* [157]). L'effet des interactions est pris en compte par l'approximation de phase aléatoire (RPA pour Random Phase Approximation) et est comparé au cas sans interaction. Ils définissent ainsi quatre classes de modes collectifs suivant que ces deux grandeurs soient plus petite ou plus grande que la longueur de confinement (W) et, plus petite ou plus grande que l'énergie de confinement (Ω). Voici le nom des quatre modes collectifs associés à ces différents domaines,

- 1– **Plasmon Q2D**: $W > \lambda_F$ et $\Omega < E_F$. Il s'agit donc d'une condition de confinement faible avec plusieurs sous-bandes occupées. On trouve ainsi un régime de plasmons semi-classiques.
- 2– **Plasmon confiné**: $W > \lambda_F$ et $\Omega > E_F$. Il s'agit d'un régime où le confinement est important avec un nombre fini de sous-bandes occupées.
- 3– **Mode collectif amorti (Landau broadened)**: $W < \lambda_F$ et $\Omega < E_F$. Le mode collectif apparaît dans le continuum particule-trou et subit un élargissement dû à l'amortissement de Landau.
- 4– **Transition inter-sous-bandes dépolarisée (depolarization shift)**: $W < \lambda_F$ et $\Omega > E_F$. Le nombre de sous-bandes occupées est faible et le système présente une transition inter-sous-bandes déplacée par le facteur de dépolarisation.

Pour la suite, la description des modes collectifs est basée sur cette classification.

Plasmon 2D

L'observation du mode plasmon 2D n'est pas directement accessible optiquement parce que son vecteur d'onde est toujours plus grand que ω/c , la longueur d'onde du photon. Pour l'observer, on peut, soit recourir à la diffusion Raman, soit utiliser un coupleur de radiation, soit introduire une super-périodicité au gaz 2D. Le coupleur de radiation consiste en un réseau de fils métalliques

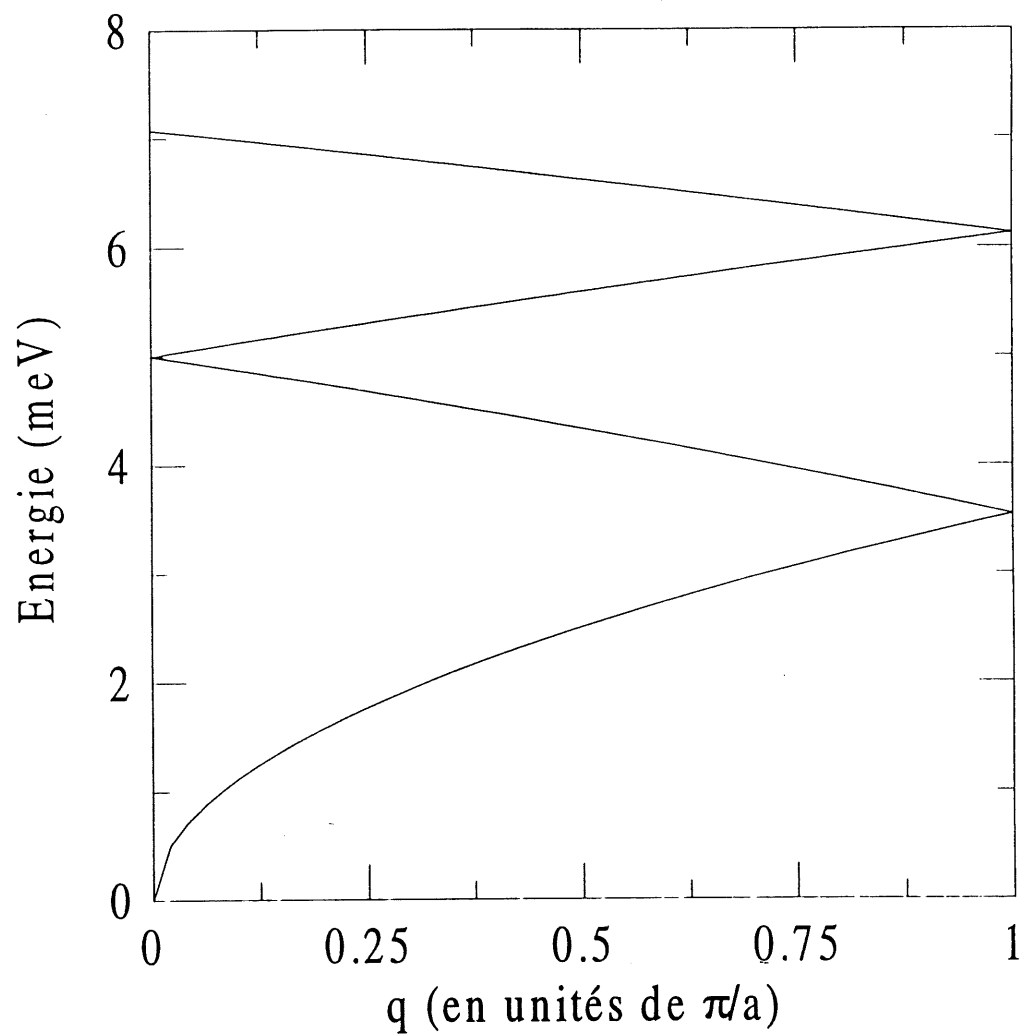


Figure 4.8 : Dispersion du mode plasmon du gaz d'électrons modulé obtenue par le repliement de la relation de dispersion du plasmon 2D dans la zone de Brillouin réduite.

lequel permet en quelques sorte, une modulation spatiale de l'intensité lumineuse. [190] Dans le cas de la super-périodicité du gaz 2D, plusieurs techniques ont été utilisées pour obtenir une modulation spatiale de la concentration électronique: photoconductivité persistante (éclairage de l'échantillon avec un patron d'interférence), gravure peu profonde à la surface de l'échantillon, répulsion électrostatique créée par une grille (sous tension) formée d'un réseau de fils métalliques semi-transparents.

La périodicité entraîne la formation d'une zone de Brillouin réduite et le repliement de la dispersion du plasmon 2D dans cette zone. Dans le cas où la modulation est faible et la période de la modulation est grande, le traitement classique basé sur la solution des équations de Boltzmann et de continuité est approprié. On retrouve ainsi l'énergie du plasmon 2D dont la dispersion est repliée dans la zone de Brillouin associée à la modulation de période a ,

$$\omega_p^2 = \frac{N_s e^2}{2\epsilon\epsilon_0 m^*} \left(\left(\frac{2m\pi}{a} \right)^2 + q^2 \right)^{1/2} \quad (4.31)$$

où m est un entier, ϵ est la constante diélectrique du milieu. Sous champ magnétique, la relation de dispersion s'écrit,

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \quad (4.32)$$

La figure 4.8 montre la relation de dispersion du plasmon 2D obtenue après le repliement dans la zone de Brillouin réduite. On trouve donc que la périodicité permet un couplage important entre la radiation électromagnétique à $q = 0$ et le plasmon à $\frac{2\pi}{a}$, $\frac{4\pi}{a}$, $\frac{6\pi}{a}$, ... Le poids spectral associé à chaque ordre m a été étudié théoriquement. [134] L'analyse montre que l'amplitude de l'absorption est reliée aux coefficients de la décomposition de Fourier du potentiel périodique. [191] Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, seul l'ordre un sera observé. C'est le cas dans la plupart des expériences où la largeur des fils de la grille est égale à la distance entre ceux-ci. Pour accroître le contenu anharmonique de la modulation, il faut que ces deux dimensions diffèrent le plus possible l'une de l'autre. [82, 84]

Le repliement de la relation de dispersion du mode plasmon crée des points de dégénérescence à $q = 0$ et $\frac{\pi}{a}$ devant entraîner l'ouverture d'une bande interdite en ces points (voir la figure 4.8). L'amplitude de ces bandes interdites a été estimée par un calcul perturbatif. Krasheninnikov et Chaplik

trouvèrent pour la bande interdite à $\frac{\pi}{a}$,

$$\Delta\omega_o \cong 2\frac{N_1}{N_o}\omega_p, \quad (4.33)$$

avec N_1 , l'amplitude de la première harmonique de la modulation spatiale et ω_p donnée par l'équation (4.31) avec $m = 0$ et $q = \frac{\pi}{a}$. [137] Cette relation prend une forme similaire pour les autres bandes interdites où N_1 est remplacé par N_2, N_3, \dots et ω_p est évaluée à $(m = 1, q = 0)$, $(m = 2, q = \frac{\pi}{a})$, ... Pour une modulation sinusoïdale, la dégénérescence n'est levée qu'à $\frac{\pi}{a}$ pour le point de plus faible énergie. Pour lever la dégénérescence en d'autres points, il faut que le potentiel contienne des harmoniques supérieures. Dans le traitement de Krasheninnikov et Chaplik, la nature du potentiel (nu ou effectif) n'est pas identifiée. Étant donné qu'il s'agit d'un calcul semi-classique, il s'agit sans doute d'un **potentiel effectif**.

L'étude de l'effet du potentiel de modulation sur l'énergie du plasmon 2D a été entreprise par Wulf *et al.* [143, 144] et Bangert *et al.* [134] Ils montrèrent, à partir d'approches théoriques différentes, que pour une concentration électronique moyenne constante, la fréquence du mode plasmon est une fonction décroissante de la modulation. Les deux approches sont numériques. Dans le premier cas, elle est basée sur un calcul auto-cohérent de type RPA avec un **potentiel nu** sinusoïdal. Dans le second cas, elle est basée sur une résolution de la matrice de transfert. Physiquement, ils relient cette chute au fait que les oscillations du plasmon sont confinées aux régions sous les fils de la grille où la concentration électronique est plus faible. On trouve ainsi une sorte de transition d'un plasmon du 'massif' vers un plasmon confiné. Par rapport aux résultats expérimentaux de Hansen *et al.*, [85] Wulf *et al.* [144] estiment que ce processus est responsable en bonne partie de la chute de la fréquence du mode plasmon, alors que dans l'interprétation de Hansen *et al.*, la chute est complètement attribuée à une baisse de la concentration électronique moyenne.

Plasmon confiné

Le traitement théorique du plasmon confiné est présenté dans un article de Eliasson *et al.* [145] Deux cas sont considérés, le réseau de fils 1D isolés et le réseau de fils faiblement couplés. Dans le premier cas, chaque fil isolé supporte ses modes plasmons et magnétoplasmons. Ils sont de type libre

(intrabande) ou stationnaire (interbande). La relation de dispersion est similaire à celle du plasmon 2D,

$$\omega_p^2 = \frac{N_s e^2}{2\epsilon\epsilon_0 m^*} \left(\left(\frac{m\pi}{W} \right)^2 + q^2 \right)^{1/2} \quad (4.34)$$

où W est la largeur du fil. Cette expression est obtenue en solutionnant les équations de Poisson et de continuité. Dans le cas qui nous concerne, $m = 1$ et $q = 0$. L'effet du champ magnétique est identique au cas du plasmon 2D. Dans le cas du réseau de fils couplés, la dispersion du plasmon prend la forme d'une bande de plasmon. L'effet sur l'énergie du mode observé n'est pas mis en évidence (probablement une baisse de l'énergie avec le couplage).

Dans plusieurs approches, la distinction entre le mode plasmon confiné et le mode inter-sous-bandes est souvent ambiguë. De manière générale, on dira que l'excitation optique possède le caractère d'un plasmon confiné lorsqu'on ne peut pas lui associer une paire de sous-bandes. Inversement, une transition inter-sous-bandes se caractérise par un état initial et un état final appartenant aux sous-bandes n et $n + 1$ respectivement.

Mode collectif amorti

Les modes collectifs amortis font rarement l'objet de traitements théoriques puisqu'ils ne sont pas observés expérimentalement. L'amortissement de Landau, dont la première description est due à Landau lui-même, est un mécanisme d'atténuation du mode collectif engendré par l'excitation de paires électron-trou. Cet effet d'amortissement est d'autant plus important que l'énergie du mode plasmon se retrouve dans le continuum des excitations particule-trou. En général, la présence de l'amortissement de Landau confère au mode collectif un temps de vie si court qu'il ne constitue plus une excitation bien définie du système (Pines et Nozières). Dans le papier de Schaich *et al.*, [157] ce régime est considéré et se caractérise par un spectre complexe d'excitations étroites et regroupées dont l'ensemble prend l'allure d'un mode plasmon.

Transition inter-sous-bandes dépolarisée

Dans la limite de confinement électronique important, c'est-à-dire dans la limite de quelques sous-bandes occupées (2 ou 3), le mode perd son caractère collectif: la description en termes de transition inter-sous-bandes à une particule est appropriée. Cette affirmation n'est strictement valide que dans un régime quasi-1D du fait qu'en 1D les effets d'interaction électron-électron peuvent devenir important. Donc, dans une limite de confinement important mais suffisamment loin du régime 1D, l'énergie des transitions est donnée en bonne approximation par les énergies propres du hamiltonien à une particule. Les approches théoriques traitent alors les interactions coulombiennes de manière perturbative. Ces interactions créent un déplacement de la transition inter-sous-bandes par rapport au cas où les interactions ne sont pas considérées. C'est dans une telle approche que le facteur de dépolarisation est défini. Mathématiquement, on a

$$\Delta_d^2 = \Omega^2 - \omega_o^2 \quad (4.35)$$

avec Δ_d , le facteur de dépolarisation, Ω et ω_o , les énergies de la transition inter-sous-bandes sans et avec l'effet de l'interaction respectivement. Il existe une écriture alternative [6] en termes des potentiels nu et effectif

$$\Delta_d^2 = \frac{1}{m^*} \left\langle \frac{d^2 V_i}{dx^2} - \frac{d^2 V_f}{dx^2} \right\rangle. \quad (4.36)$$

On définit donc le facteur de dépolarisation comme le déplacement en énergie de la transition inter-sous-bande lorsque les interactions sont prises en compte. Il faut cependant noter que sa validité est restreinte au cas d'une interaction peu importante. Dans le cas contraire, il n'est plus possible d'assigner le pic d'absorption à une transition inter-sous-bandes particulière. Il faut donc prendre garde aux utilisations abusives de cette dénomination dans la littérature.

D'après Park *et al.*, [156] la plupart des descriptions quantiques récentes supposent que la modulation est importante et que la période est courte, de sorte que seules quelques sous-bandes sont occupées. C'est le cas des deux références mentionnées plus tôt dans le contexte du théorème de Kohn. [7, 153] Dans le cas de la référence [156], les calculs numériques permettent d'étendre la théorie quantique au régime où la période est plusieurs fois la longueur d'onde de Fermi et où plusieurs sous-bandes sont partiellement occupées. Leur approche permet une étude complète des quatre ré-

Chapitre 4: Réseaux de fils quantiques: généralités

gimes ci-haut. Cependant, étant donné que le confinement choisi est de type Krönig-Penney, les comparaisons quantitatives ne sont pas évidentes.

Chapitre 5

Réseaux de fils quantiques: résultats expérimentaux

5.1 Introduction

Ce chapitre sur les résultats expérimentaux est divisé en trois sections. Dans les deux premières sections, les données expérimentales de transport électrique dans les configurations parallèle et perpendiculaire, de même que celles de transmission optique dans l'infrarouge lointain (IRL) sont présentées. Les deux premières sections sont divisées selon l'amplitude de la modulation: I. régime modulation faible et II. régimes de modulation intermédiaire et forte. La dernière section présente un sommaire des résultats obtenus. L'ensemble des données expérimentales présentées dans ce chapitre a été obtenu à une température de 1.9 K.

La figure 5.1 montre une mesure de la résistance à champ magnétique nul en fonction de la tension de grille V_g dans les configurations parallèle et perpendiculaire à la modulation. À titre de rappel, la configuration parallèle (perpendiculaire) correspond à l'injection du courant dans la direction parallèle (perpendiculaire) aux fils de la grille. La différence de résistance entre les deux configurations à $V_g = 0$ V est attribuée à une modulation déjà présente à cette tension. Pour de faibles valeurs de V_g (c'est-à-dire, pour les conditions de la figure 5.1, $V_g \gtrsim -0.3$ V), la résistance présente une faible croissance dans les deux configurations à mesure que V_g décroît. Lorsque V_g atteint des valeurs entre -0.3 et -0.4 V, la résistance dans la configuration perpendiculaire s'accroît de plus d'un ordre de grandeur. Au-delà de -0.43 V, la conduction électrique cesse dans la configuration perpendiculaire. Dans la configuration parallèle, rien de particulier n'est observé autour -0.4 V. La résistance continue sa croissance régulière et accélérée jusqu'à -0.6 V où un épaulement est présent (il est aussi visible sur la figure 5.10 par exemple).

Pour discuter l'origine des différents éléments présentés ci-après, il est convenable de distinguer

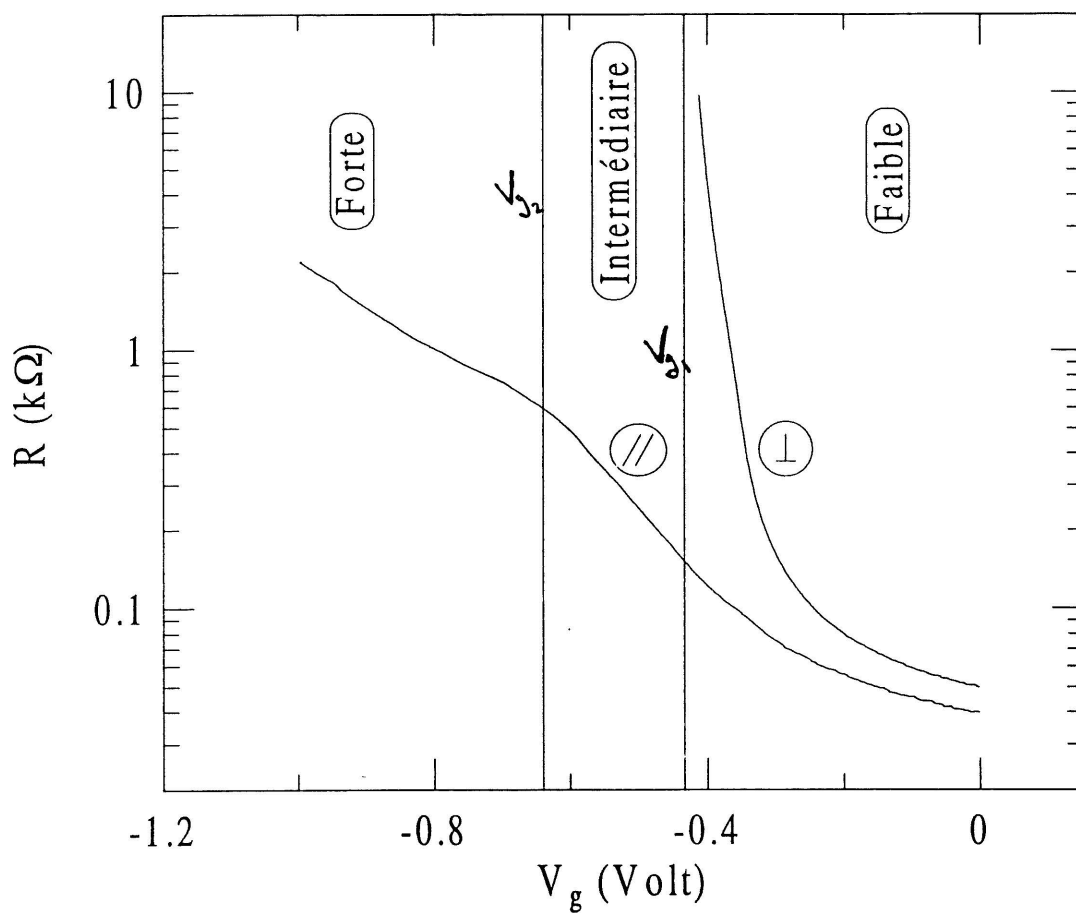


Figure 5.1 : Résistance électrique à champ magnétique nul dans les configurations parallèle et perpendiculaire en fonction de la tension appliquée sur la grille. Deux valeurs caractéristiques de la tension de grille, V_{g1} et V_{g2} , sont utilisées pour démarquer les différents régimes de modulation. Dans ce cas-ci, $V_{g1} = -0.43$ V et $V_{g2} = -0.64$ V.

trois régimes de modulation (nommés régimes de modulation faible, intermédiaire et forte), chacun de ces régimes ayant des éléments bien caractéristiques. Les régimes de modulation correspondent aux gammes de tension de grille définies sur la base de deux valeurs de V_g , soit V_{g1} et V_{g2} , de telle sorte que si $V_g > V_{g1}$, $V_{g2} \leq V_g \leq V_{g1}$, ou $V_g < V_{g2}$, on se trouve dans les régimes de modulation faible, intermédiaire ou forte, respectivement. Pour un échantillon donné, les valeurs de V_{g1} et V_{g2} dépendent de la concentration électronique (ou, des conditions d'éclairement). Par exemple, dans le cas de la figure 5.1, $V_{g1} = -0.43$ V et $V_{g2} = -0.63$ V.

Dans le régime de modulation faible, le système est décrit par un gaz électronique 2D avec une modulation de sa concentration dans une direction. La figure 5.2 illustre qualitativement l'évolution du profil de la bande de conduction à mesure que le potentiel de la modulation s'accroît. Le régime de modulation faible est le régime où les oscillations de Weiss apparaissent dans les mesures de transport électrique. Il est aussi caractérisé par la présence d'un mode collectif attribué au plasmon 2D dont la relation de dispersion a été repliée dans la zone de Brillouin du super-réseau. Expérimentalement, sa fréquence diminue quand l'intensité de la modulation s'accroît. [85,91] Ce déplacement est généralement attribué à une chute de la concentration électronique moyenne.

Le régime de modulation intermédiaire est relié à une situation où le potentiel de la grille est suffisamment fort pour pousser certaines portions (sous les fils de la grille) du profil de bande de conduction au-dessus du niveau de Fermi (illustration du haut de la figure 5.2). Dans ces régions, la concentration électronique est très faible, et la distribution des porteurs libres est alors constituée de canaux d'électrons situés entre les fils de la grille. Les canaux électroniques peuvent toujours interagir dans ce régime, par effet tunnel par exemple, mais la résistance dans la configuration perpendiculaire atteint des valeurs très élevées. Le mode collectif observé dans le régime intermédiaire s'accroît en énergie à mesure que l'intensité de la modulation augmente. Ce comportement peut être compris sur la base d'un **potentiel nu** devenant de plus en plus abrupte.

Dans le régime de modulation forte, la barrière de potentiel entre les canaux d'électrons devient suffisamment haute pour réduire de manière significative l'interaction entre les canaux voisins. Ainsi, il y a formation d'un ensemble de fils quantiques isolés. Dans cette situation, le caractère quasi-1D apparaît clairement dans les mesures de transport et dans les propriétés optiques. À champ magnétique élevé cependant, les caractéristiques 2D sont retrouvées à cause du confinement magnétique

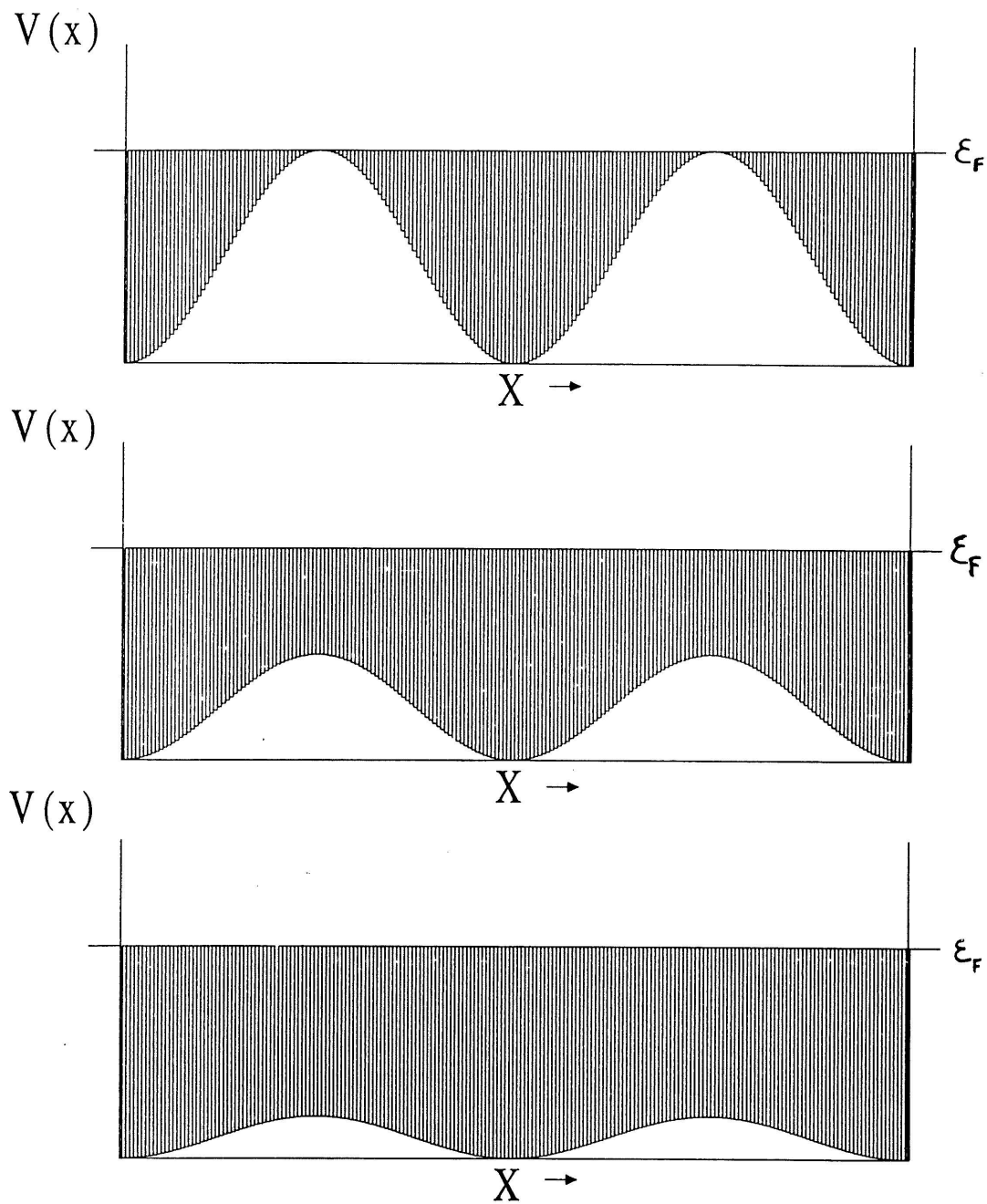


Figure 5.2 : Schématisation de l'effet de la tension de grille sur le profil de la bande de conduction en fonction de la coordonnée latérale dans le régime de modulation faible $V_g > V_{g1}$. La figure du haut montre la condition pour $V_g = V_{g1}$.

des orbites cyclotrons à l'intérieur des fils. À partir des propriétés de transport, la concentration électronique 1D et l'énergie de confinement peuvent être déterminées du lissage des graphiques de Landau. Les valeurs typiques se situent entre $0.1 - 1 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$ pour la concentration 1D et entre $0 - 2 \text{ meV}$ pour l'énergie de confinement. Dans le régime quasi-1D, l'énergie du mode collectif est augmentée par rapport à l'énergie inter-sous-bandes obtenue des mesures de transport. La différence est généralement attribuée à un facteur de dépolarisation important causé par les interactions coulombiennes. Dans la plupart des cas, il faut plutôt parler de plasmons confinés.

L'interprétation basée sur l'existence de ces trois régimes est cohérente avec les résultats obtenus précédemment par d'autres groupes. [85, 91] Par exemple, Hansen *et al.* [85] ont rapporté des mesures de capacitance où deux marches sont observées à la frontière entre les régimes (c'est-à-dire, une marche à V_{g1} et une à V_{g2}). Le fait que la dernière marche marque l'entrée dans le régime de modulation forte n'a pas été noté. De plus, de façon similaire à ce qui est présenté ici, une saturation de l'énergie du mode plasmon semble être présente dans quelques séries de données de transmission dans l'IRL quand la tension de grille est suffisamment importante. Comme il sera montré plus bas, le régime de modulation forte mène à une situation où le théorème de Kohn s'applique et explique la saturation de l'énergie du mode plasmon. Des effets sont observés en coïncidence dans les propriétés de transport et soutiennent cette interprétation.

Les résultats de mesures de transport et d'optique sont discutés ci-après. La possibilité d'effectuer les deux types de mesure sur un même échantillon permet d'établir une correspondance claire entre les éléments caractéristiques apparaissant dans les propriétés électriques et ceux observés dans les mesures d'optique, et ce, dans tous les régimes de modulation.

5.2 Modulation faible

Les figures 5.3 et 5.5 montrent des séries de courbes de magnétorésistance obtenues dans les configurations perpendiculaire et parallèle. Pour des tensions de grille près de zéro, une magnétorésistance similaire à celle du gaz électronique 2D est attendue. Cependant, à cause de la présence d'une modulation faible même à 0 V , on trouve une magnétorésistance positive importante dans la configuration perpendiculaire, tandis que dans la configuration parallèle, les oscillations de Weiss sont

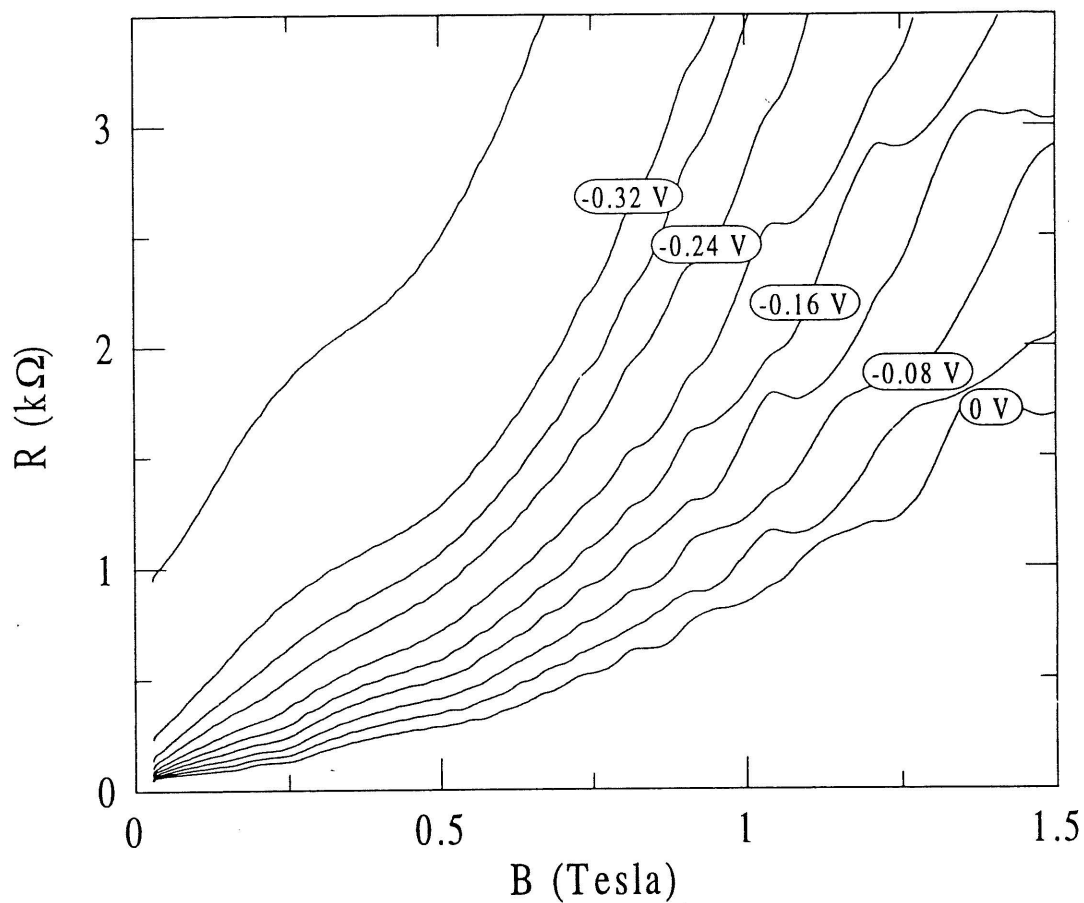


Figure 5.3 : Magnétorésistance dans la configuration perpendiculaire. Les oscillations de Weiss sont visibles de même qu'une importante magnétorésistance parabolique.

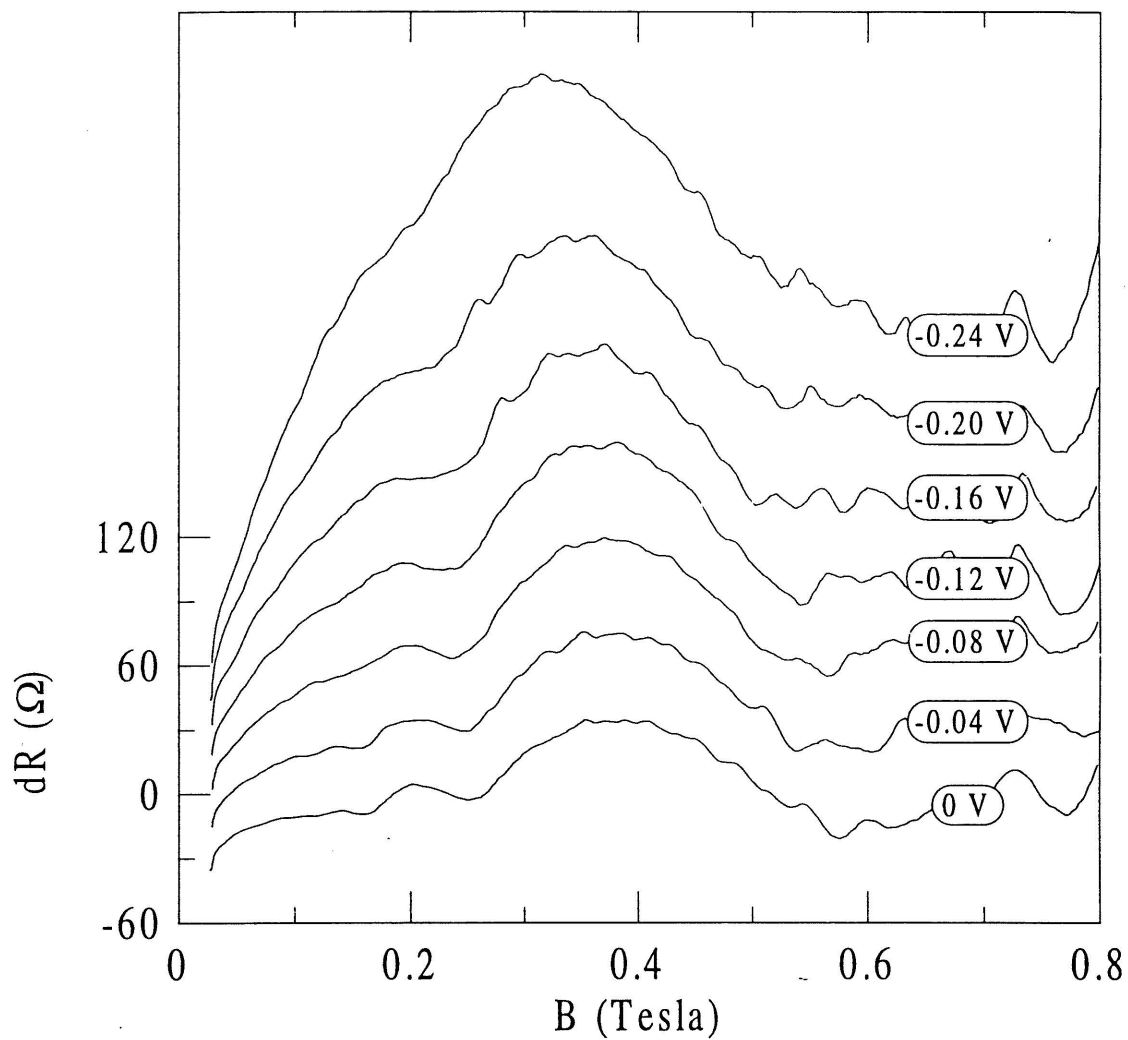


Figure 5.4 : La magnétorésistance parabolique des courbes de la figure précédente a été soustraite pour mettre en évidence les oscillations de Weiss.

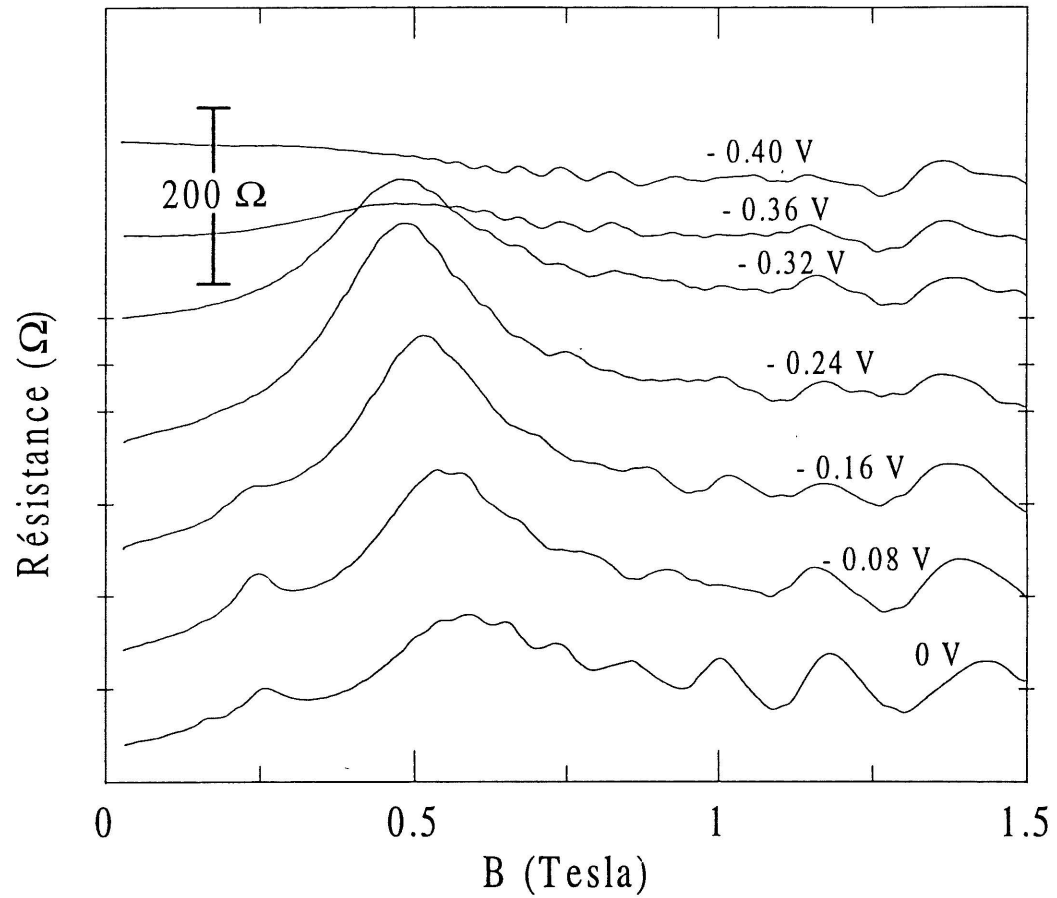


Figure 5.5 : Magnétorésistance dans la configuration parallèle. Les oscillations de Weiss sont visibles et sont inversées par rapport à la configuration perpendiculaire.

clairement visibles. Elles sont aussi présentes dans la configuration perpendiculaire, mais sont partiellement masquées par la forte magnétorésistance parabolique. Sur la figure 5.4, une contribution parabolique à la magnétorésistance a été soustraite pour mettre en évidence les oscillations de Weiss. On note qu'à un minimum de la magnétorésistance dans la configuration perpendiculaire est associé un maximum dans la configuration parallèle, en accord avec les résultats de Weiss *et al.* [52] Dans les deux cas, on constate qu'à mesure que la modulation s'accroît (pour des tensions de plus en plus négatives), ces oscillations de la commensurabilité se déplacent vers les bas champ magnétiques. On se rappellera que leur position ne peut être affectée que par la concentration électronique moyenne, soit l'unique paramètre variable de l'équation (4.13) (du moins, en ce qui nous concerne puisque la période est fixe à 400 nm). En fait, en utilisant l'équation (4.13), la concentration électronique moyenne en fonction de la tension de grille a pu être obtenue. Ce résultat est présenté à la figure 5.6 où l'on observe clairement une relation linéaire entre \bar{N}_s et V_g . En tenant compte des barres d'erreur, la pente est de $(4.5 \pm .6) \times 10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ V}^{-1}$, une valeur indépendante des conditions d'illumination de l'échantillon. Un résultat similaire est obtenu en utilisant les données de transport dans la configuration parallèle. On verra plus loin que la détermination de la concentration électronique moyenne est primordiale pour l'analyse des données de transmission optique. On note que \bar{N}_s est réduit de moitié environ lorsque V_g varie entre 0 et V_{g1} . Ceci est cohérent avec le fait qu'à V_{g1} , les régions sous les fils de la grille sont presque totalement dépeuplées alors qu'entre les fils, la concentration électronique est peu affectée de sorte qu'il en résulte une concentration moyenne diminuée d'un facteur deux.

L'origine de la linéarité entre \bar{N}_s et V_g se comprend sur la base d'arguments simples en considérant que la grille et le gaz d'électrons forment les plaques d'un condensateur. On sait qu'un milieu diélectrique d'épaisseur d et de permittivité $\epsilon\epsilon_o$ soumis à une différence de potentiel V verra Q charges s'accumuler sur chacune de ses bornes. Dans le cas de l'hétérostructure, ces Q charges sont les électrons du gaz 2D. Pour un condensateur à plaques parallèles d'aire $S \gg d$, la relation entre Q et V , en d'autres mots, l'équation de la capacité s'écrit,

$$Q = \frac{\epsilon\epsilon_o S}{d} V, \quad (5.1)$$

d'où découle,

$$N_s = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{ed} V_g. \quad (5.2)$$

En fait, l'observation de l'applicabilité d'une telle relation n'est pas nouvelle dans le contexte des hétérostructures, puisque rapportée par Störmer. [192] On retrouve aussi cette relation dans des références plus récentes. [79, 80, 91] Pour le cas particulier que nous traitons ici, on a,

$$\frac{d\bar{N}_s}{dV_g} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2ed}. \quad (5.3)$$

Le facteur 1/2 provient du fait qu'avec une écriture en termes de la concentration moyenne, on doit prendre en compte que seule la moitié de la surface sous la grille est effectivement affectée par elle. Il peut aussi être vu comme la ratio entre la distance fil-fil de la grille et la période du réseau de fils. [91] En considérant une distance grille-gaz 2D de 80 nm (compte tenu de la distance entre la surface de l'échantillon et l'interface de $GaAs - AlGaAs$ à laquelle s'additionne une distance entre le gaz d'électrons et l'interface estimée à 10 nm) et une permittivité $\varepsilon = 12.87$, on trouve une valeur de $4.44 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}/\text{V}$ pour $\frac{d\bar{N}_s}{dV_g}$. Cette valeur est représentée sur la figure 5.6 par le trait continu et est en bon accord avec les données expérimentales. On doit cependant mentionner que ce bon accord doit être mis en perspective à cause du caractère un peu arbitraire de la valeur de d (à cause de l'estimation sur la distance entre le gaz d'électrons et l'interface). On a noté que la pente calculée expérimentalement avait tendance à diminuer après plusieurs cycles thermiques. Cet effet s'expliquerait par la dégradation de l'échantillon, les cycles thermiques menant à la rupture des connexions électriques des fils de Ni/Cr . On verra que pour la mesure d'optique, cet effet de dégradation n'a pas de conséquences.

La concentration électronique moyenne peut, en principe, être déterminée alternativement à partir des oscillations de Shubnikov-de Haas (SdH) dans la configuration parallèle. Cependant, étant donné qu'une partie du signal mesuré provient de régions à l'extérieur des grilles, deux séries d'oscillations avec des fréquences différentes se superposent et l'analyse n'est pas triviale. Par exemple, le fait que les oscillations soient à peine visibles pour certaines gammes de champ magnétique à $V_g = -0.24$ et -0.32 V (figure 5.5) peut être attribué à cet effet. Une autre cause possible de la disparition des oscillations de SdH pourrait provenir de l'élargissement des niveaux de Landau (bandes de Landau) induit par la modulation spatiale. Cet effet a été discuté par Beton *et al.* [55]

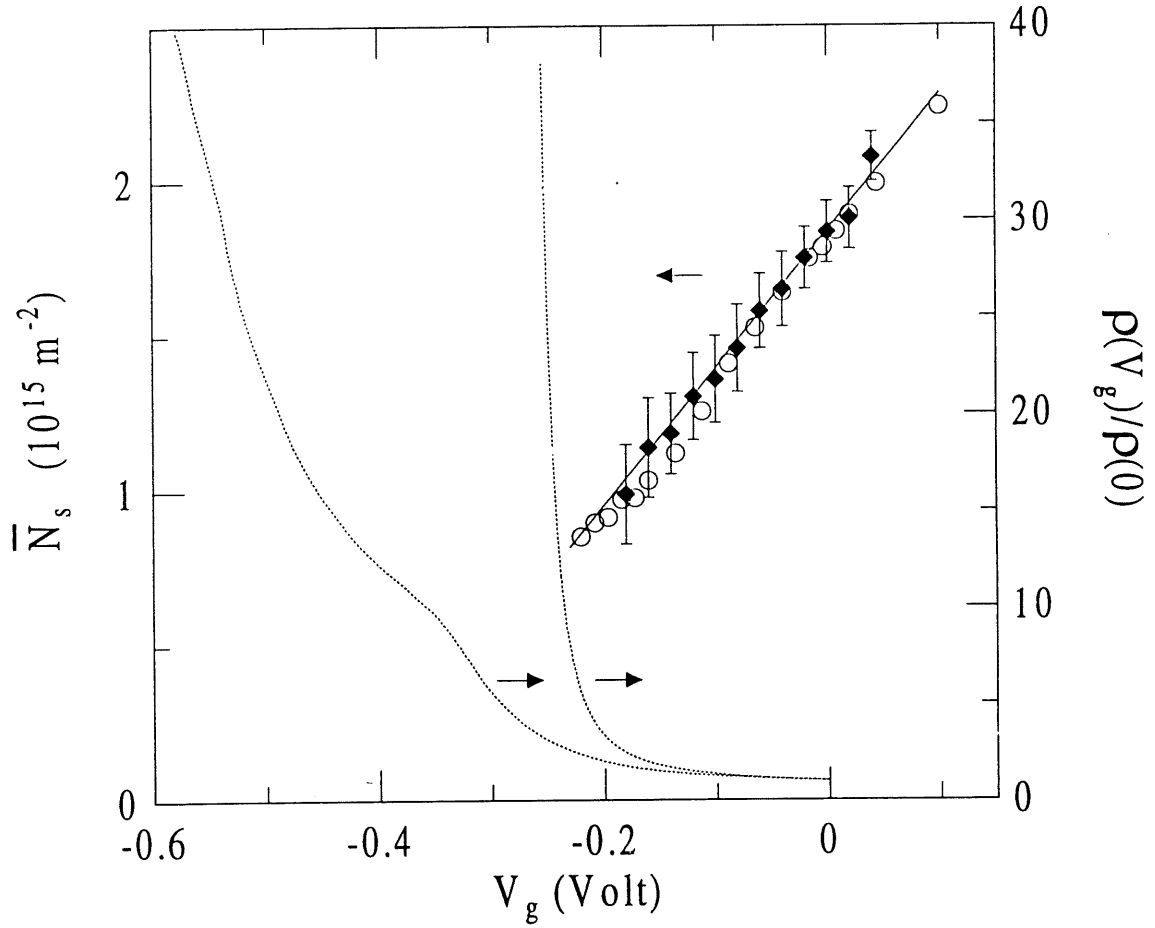


Figure 5.6 : Concentration électronique moyenne obtenue à partir des oscillations de Weiss comparée à la prédiction de la capacité (trait continu). Les traits pointillés montrent la résistance dans les configurations parallèle et perpendiculaire. Les cercles ouverts sont le résultat de la mesure de transmission optique. Les courbes pointillées représentent la résistivité normalisée dans les configurations parallèle et perpendiculaire. Ces résultats sont obtenus pour des conditions sans éclairage de l'échantillon. $V_{g1} = -0.27$ V et $V_{g2} = -0.36$ V.

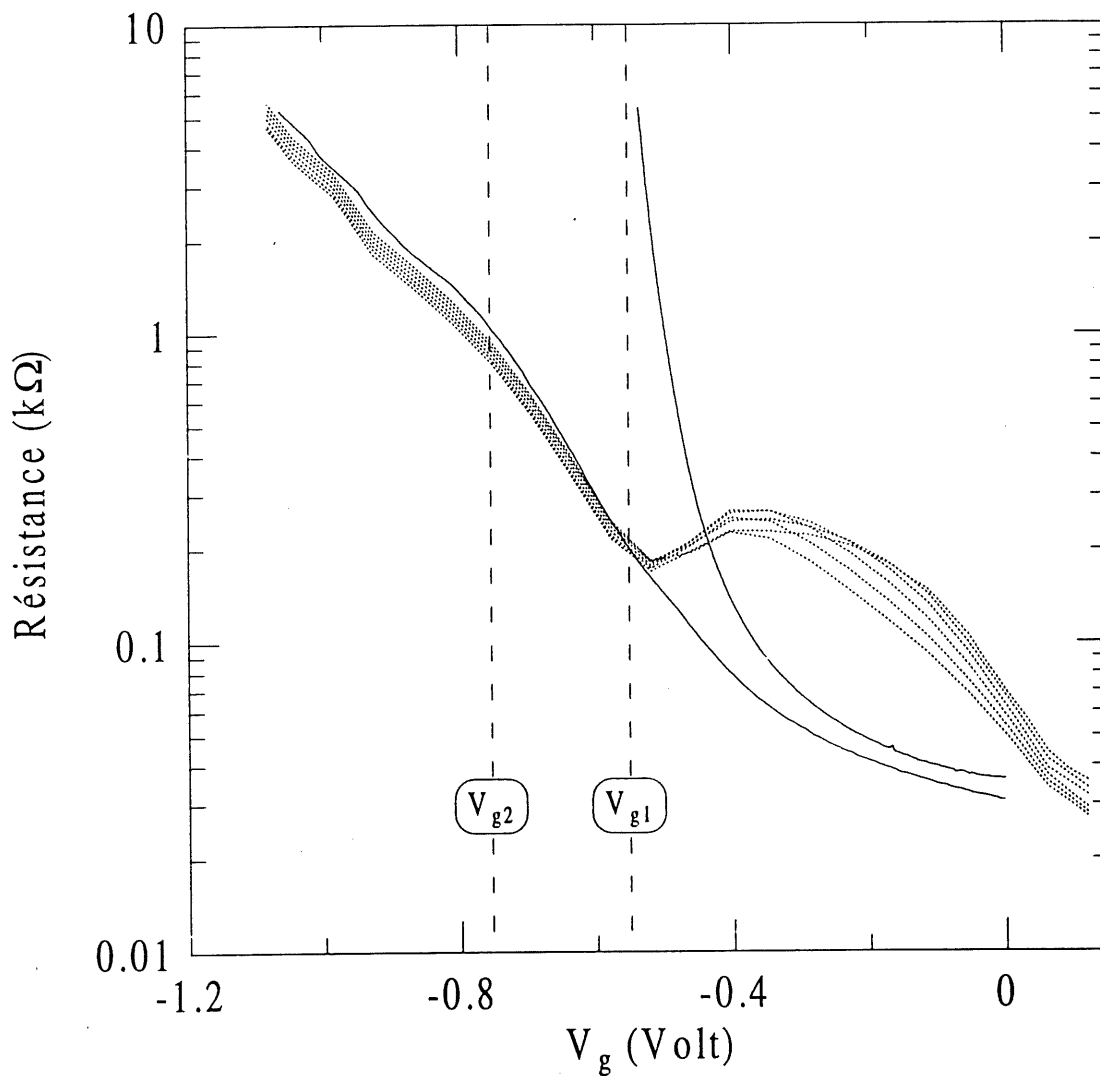


Figure 5.7 : Résistance en fonction de la tension de grille dans la configuration parallèle (traits pointillés) pour divers champs magnétiques montrant la disparition des oscillations de Weiss à V_{g1} . $B = 0.38, 0.42, \dots, 0.58$ T correspondant à $n = 1$ des oscillations de Weiss. La résistance à champ magnétique nul dans les deux configurations est aussi présentée (traits continus).

Brièvement, on comprendra que l'effet du super-réseau sur des niveaux de Landau est de créer une dispersion par l'ouverture de bandes interdites et par le fait même la formation de bandes de Landau. La présence de ces bandes génère des processus de diffusion supplémentaires (par rapport au cas de niveaux de Landau) d'où l'atténuation observée expérimentalement. Ceci considéré, les valeurs de \overline{N}_g obtenues des oscillations de Weiss sont beaucoup plus fiables puisque les oscillations ne proviennent que des régions de l'échantillon situées sous la grille.

L'amplitude des oscillations de Weiss montre une évolution non-monotone en fonction de la tension de grille. La figure 5.7 présente une série de courbes de la résistance en fonction de V_g dans la configuration parallèle pour différentes valeurs du champ magnétique autour de l'oscillation de Weiss $n = 1$ (six courbes en traits pointillés). Comparativement à la courbe à champ magnétique nul (courbe continue), on observe un accroissement graduel de l'amplitude en fonction de l'intensité de la modulation suivi d'une chute rapide à V_{g1} . On remarque aussi le même comportement sur la figure 5.5. Sur la figure 5.7, on note un point intéressant: à V_{g1} , la résistance retrouve sa valeur à champ magnétique nul.

La disparition des oscillations de Weiss n'est pas surprenante et constitue une excellente signature de la formation du réseau de fils. Cet effet est cohérent avec le fait que la présence des oscillations de Weiss est reliée à l'existence d'orbites fermées entre les fils voisins. Or, à V_{g1} , la condition de déplétion complète des électrons sous les fils de la grille est atteinte ($V_{g1} = -0.56$ V dans les conditions de la figure 5.8) et empêche la formation de telles orbites. Par conséquent, les oscillations de Weiss disparaissent.

En plus des oscillations de Weiss, il existe d'autres manifestations résultant de la modulation latérale du gaz d'électrons. Parmi celles-ci, il a été démontré théoriquement [70] et expérimentalement, [59] que l'accroissement monotone de la magnétorésistivité, $\Delta\rho = \rho(B) - \rho(0)$ dans la configuration perpendiculaire (tel qu'observé à la figure 5.3) est parabolique en B et que son amplitude est une fonction de l'intensité de la modulation. La théorie donne

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_o} = \alpha B^2, \quad (5.4)$$

avec ρ_o , la résistivité à champ magnétique nul. La figure 5.8 montre la variation de α_{exp} en fonction

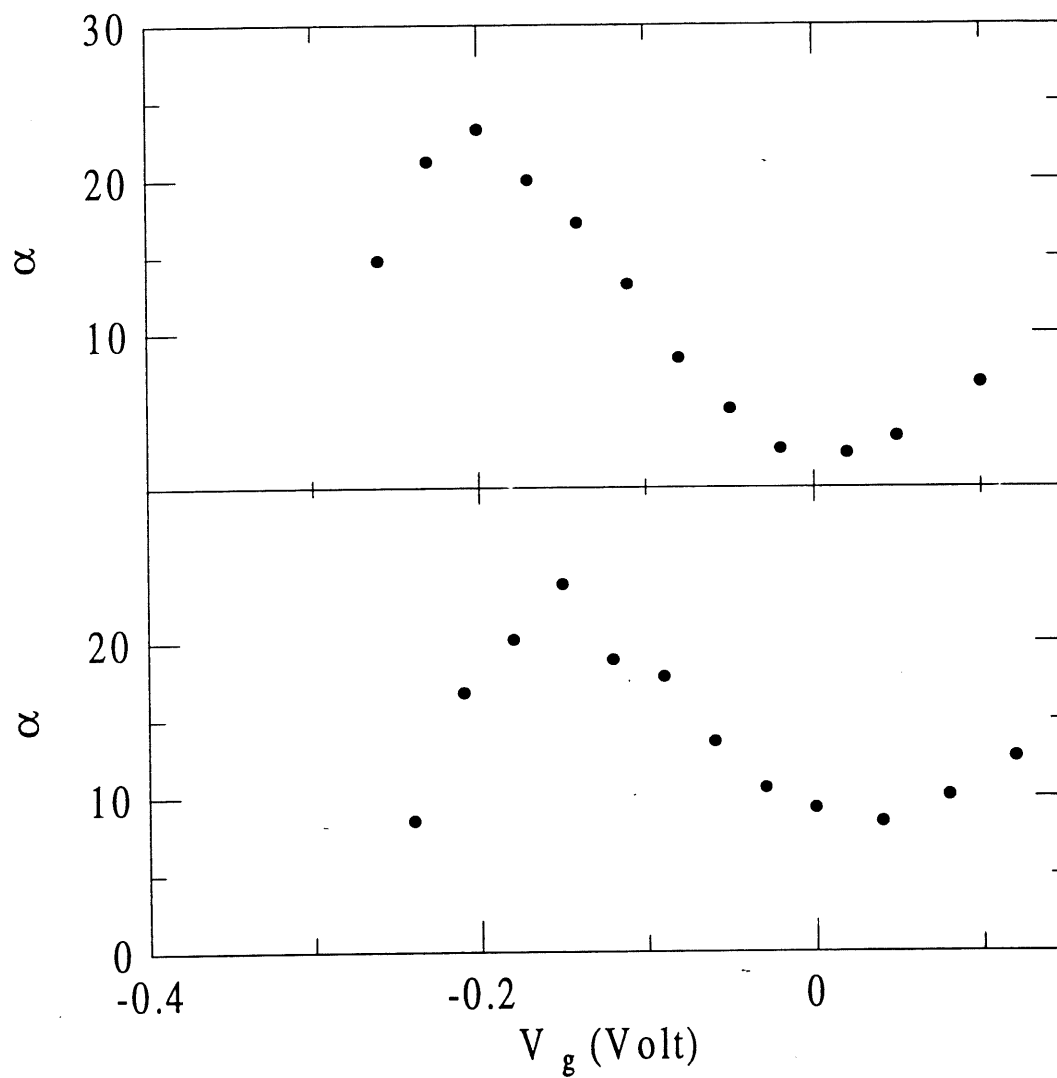


Figure 5.8 : Contribution parabolique à la magnétorésistance dans la configuration perpendiculaire. Les deux figures montrent l'évolution temporelle α . En haut: immédiatement après le cycle thermique. En bas: après quelques jours.

de V_g . La parabolicité est préservée pour toutes les intensités de modulation (l'incertitude calculée est comparable à la taille des symboles). Le coefficient de parabolicité croît d'abord à partir de 0 V et présente un maximum autour de -0.15 V (et -0.2 V). Pour des tensions inférieures à -0.15 V (et -0.2 V), α_{exp} décroît rapidement et extrapole à zéro à $V_g = -0.25$ V (et -0.3 V). Ceci est cohérent avec le fait que lorsque la condition de dépeuplement total sous les fils de la grille est atteinte (pinch off), la présence d'orbites fermées à travers les fils, nécessaire aux oscillations de Weiss, est inhibée.

Théoriquement, pour une modulation faible, un traitement perturbatif prédit la valeur du coefficient de parabolicité (équation (4.15)). Rappelons qu'il dépend de la mobilité et de l'amplitude de la modulation et que sa validité est limitée à $\mu B \gg 1$. Il prédit le bon ordre de grandeur pour l'intensité de α lorsque V_g est proche de zéro. Cependant, pour $V_g \lesssim V_{g1}/2$ (où $\frac{\delta N_s}{N_s} \gtrsim \frac{1}{2}$), l'équation (4.15) sort de sa limite de validité et ne prédit pas la chute de α_{exp} . En fait, la chute de l'amplitude de α et des oscillations de Weiss à $V_g = V_{g1}$ montre que ces deux propriétés sont intimement liées. D'un point de vue intuitif, cette chute n'est pas surprenante mais à notre connaissance, il n'y pas de modèles théoriques pour interpréter quantitativement les données. De manière phénoménologique, on peut retrouver le comportement de α à partir de l'équation (4.15) en considérant une variation raisonnable de la mobilité moyenne en fonction de la tension de grille. La diminution de l'écrantage des impuretés avec la chute de la concentration électronique [192–194] et de nouveaux processus de diffusion sur les parois de potentiels influencent certainement la mobilité. Des travaux supplémentaires seraient nécessaires pour identifier leur importance relative.

Sur la figure 5.8, on note qu'à tension de grille nulle, une contribution parabolique persiste (dans la plupart des conditions expérimentales retrouvées) et qu'avec l'application d'une tension positive, il est possible de réduire le coefficient α_{exp} comparativement à sa valeur à 0 V. En d'autres mots, une tension positive tend à diminuer l'amplitude de la modulation. On note aussi qu'en appliquant une tension de plus en plus positive, la modulation recommence à croître. La modulation passe par un minimum non-nul pour ensuite croître pour des tensions positives. Dans notre cas, même si une tension positive réduit considérablement l'amplitude de la modulation, il est rarement possible d'atteindre une condition où $\alpha_{exp} = 0$. C'est seulement dans quelques cas que l'on a retrouvé le comportement du gaz 2D à 0 V (particulièrement après illumination). On a observé qu'immédiatement après un cycle thermique, la modulation à 0 V est d'abord très faible et qu'elle apparaît après

une période de 24 heures à 4.2 K (comme le montre la figure 5.8). L'impossibilité de compenser cette modulation par l'application d'une tension de grille positive diffère de résultats publiés où la modulation peut toujours être amenée à zéro. C'est le cas par exemple de la modulation induite par les contraintes mécaniques de la grille sur le gaz 2D pouvant être compensées par l'application d'une tension positive ou négative. [62] Le signe de la tension est déterminé par la direction relative entre la grille et le réseau cristallin. Il n'est pas impensable de croire que des facteurs autres que la modulation spatiale pourraient apporter une contribution parabolique à la magnétorésistance. Cependant, dans un tel cas, ceux-ci se manifesteraient autant dans l'une que dans l'autre configuration. Or, la configuration parallèle ne présente aucune magnétorésistance importante.

L'étude des propriétés du gaz d'électrons dans le régime de modulation faible peut aussi se faire par des techniques de spectroscopie. La figure 5.9 montre une série de spectres de transmission optique dans l'IRL à $163\ \mu\text{m}$ pour des tensions de grille correspondant à une faible modulation latérale du gaz d'électrons. Les résultats obtenus avec les deux techniques déjà décrites (la technique standard et celle de modulation temporelle de la tension de grille) sont montrés pour une polarisation perpendiculaire au réseau de fils de Ni/Cr . L'effet de la polarisation est important sur ces systèmes. Pour une polarisation parallèle au réseau de fils, il n'y a pas d'absorption optique puisque dans cette direction, les porteurs sont libres et ne se couplent pas à la radiation électromagnétique. Les excitations collectives des porteurs libres sont des plasmons intrabandes. Expérimentalement, on peut les observer par diffusion Raman. [103, 104, 106, 111, 113, 131] Dans le cas présent, le mode collectif observé est le magnétoplasmon du gaz d'électrons 2D associé à la modulation latérale. En guise de rappel, il s'agit simplement du plasmon 2D (sous champ magnétique) dont la relation de dispersion est repliée à cause de la modulation spatiale. Tout comme publié par d'autres groupes, ce mode collectif se déplace vers les forts champs magnétiques à mesure que la modulation s'accroît. [44, 85, 87, 91, 113] Ce déplacement s'accompagne d'une augmentation de l'amplitude du mode (un facteur 2 entre 0.12 et $-0.12\ \text{V}$). Dans le cas des spectres obtenus avec la technique standard (haut de la figure 5.9), le pic d'absorption ne peut être observé que dans les meilleures conditions expérimentales, son amplitude représentant moins de 0.5 % de l'intensité totale transmise. Cette faible valeur est due aux caractéristiques spécifiques de l'échantillon. En effet, la région de la grille, donnant lieu au signal recherché, représente seulement une infime fraction de la surface de l'échantillon couvrant le trou de 2 mm du porte-échantillon. Tout comme mentionné dans le chapitre sur les détails

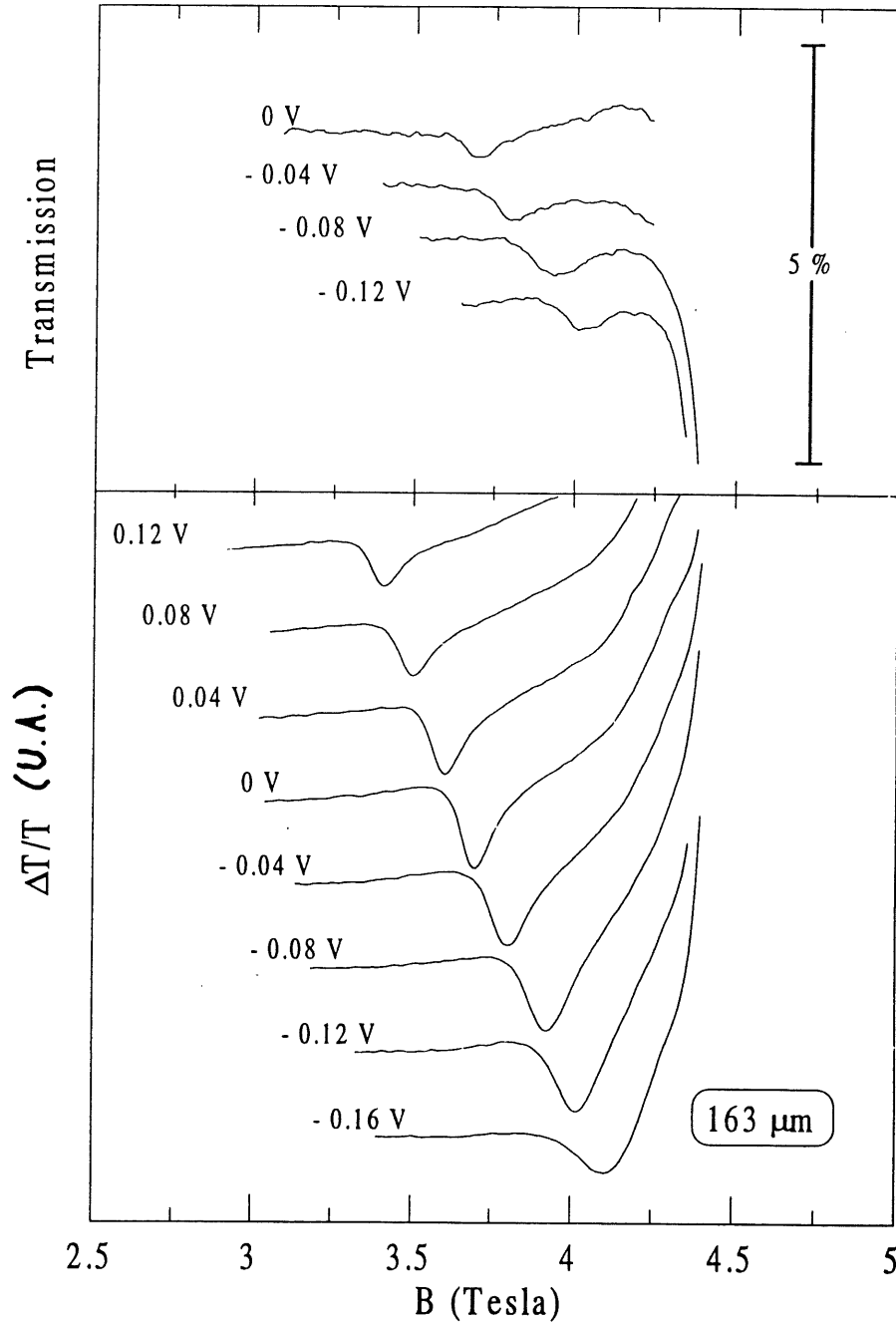


Figure 5.9 : Spectres de transmission optique à $163 \mu\text{m}$ dans le régime faiblement modulé montrant le mode plasmon 2D relié à modulation latérale. En haut: transmission totale obtenue à l'aide de la technique habituelle. En bas: contribution à la transmission totale associée à la région sous la grille et obtenue en utilisant la technique de modulation temporelle de la tension de grille. La tension de grille de référence est $V_{g0} = -0.22 \text{ V}$. L'importante structure qui se développe autour de 4.4 T dans les deux figures est la résonance cyclotron; cette structure apparaît avec une phase différente selon la technique de mesure employée.

expérimentaux, deux autres régions contribuent à l'intensité transmise dont l'une d'elle présente la résonance cyclotron. En considérant que la région de la grille couvre environ 1 % de la surface totale, une amplitude observée de 0.3 % par exemple, correspond à un changement effectif de la transmission de 30 % pour la résonance du magnétoplasmon. Cette valeur est comparable avec le changement de transmission observé à la résonance cyclotron. En comparant le haut et le bas de la figure 5.9, on voit clairement que la méthode de modulation accroît de manière significative la sensibilité. De ce fait, cette technique est utilisée dans la plupart des cas pour les résultats présentés ici.

L'analyse du comportement du mode magnétoplasmon peut être faite en utilisant la relation de dispersion présentée au chapitre précédent, soit

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \quad (5.5)$$

Rappelons que ω_c est la fréquence cyclotron à la position de la résonance du magnétoplasmon. La figure 5.10 montre un graphique de ω_p^2 en fonction de V_g pour différentes longueurs d'onde et pour deux conditions de concentration électronique (les données de la figure 5.9 sont incluses). Une relation linéaire entre les deux quantités est clairement observée. Aussi, étant donné que l'ensemble des données tombe sur une même courbe, on conclut que l'équation ci-haut est bien satisfaite. Cependant, il est à noter que d'importantes déviations à l'équation (5.5) sont présentes lorsque l'énergie du plasmon à $B = 0$ T et l'énergie du photon sont proches l'une de l'autre. Cet effet, mieux connu sous le nom de modes de Bernstein, résulte d'un couplage entre le magnétoplasmon et les harmoniques de la résonance cyclotron. Ces modes feront d'ailleurs l'objet de la sous-section suivante. Ici, nous nous concentrons sur la gamme de fréquences plus élevées où le couplage n'est pas significatif.

Le déplacement du mode plasmon en fonction de la tension de grille est généralement attribué à une chute de la concentration moyenne. Les données de transport nous donnent l'opportunité de vérifier la validité de cette affirmation, en comparant les valeurs de \overline{N}_s obtenues des oscillations de Weiss avec celles extraites de l'expression semi-classique pour l'énergie du plasmon 2D, soit

$$\omega_p^2 = \frac{\pi \overline{N}_s e^2}{\overline{\epsilon} m^* a} \text{ et } \overline{\epsilon} = \frac{1}{2} \left[\epsilon_{Ga} + \epsilon_{Al} \coth \left(\frac{2\pi d}{a} \right) \right]. \quad (5.6)$$

Ici, \overline{N}_s est la concentration moyenne sous la grille and $\overline{\epsilon}$ est la constante diélectrique moyenne pour

les couches concernées ($\epsilon_{Ga} = 12.8\epsilon_o$, $\epsilon_{Al} = 11\epsilon_o$ et $d = 80$ nm, la distance entre le gaz d'électrons et la surface). À la figure 5.6, les valeurs obtenues en fonction de la tension de grille avec $\lambda = 103$ μm sont comparées avec les valeurs de \overline{N}_s extraites des oscillations de Weiss. Il apparaît clairement qu'à l'intérieur des barres d'erreur, les deux concentrations sont identiques.

À propos de ces résultats, une observation intéressante peut être faite en utilisant le modèle de la capacité discuté plus haut. En combinant les équations (5.3) et (5.6), et en considérant que les permittivités de ces deux équations sont identiques (ce qui n'est pas strictement vrai), on obtient,

$$\frac{\Delta(\omega_p^2)}{\Delta V_g} = \frac{\pi e^2}{\epsilon m^* a} \times \frac{\Delta \overline{N}_s}{\Delta V_g} = \frac{1}{2} \times \frac{\pi e}{m^* a d}. \quad (5.7)$$

Avec les mêmes paramètres que pour le calcul de $\frac{\Delta \overline{N}_s}{\Delta V_g}$, on trouve une pente de $125 \times 10^{24} \text{ Hz}^2 \text{ V}^{-1}$ (ou $55.7 \text{ meV}^2 \text{ V}^{-1}$). Cette pente, apparaissant comme un trait pointillé sur la figure 5.10, présente un accord très satisfaisant avec les données expérimentales. Ce résultat est valable pour des conditions de concentrations électroniques différentes et n'est pas sensible aux cycles thermiques (par opposition aux mesures de transport). La relation linéaire entre ω_p^2 et V_g a déjà été observée par d'autres groupes. [44, 85, 87, 91, 113] Dans ces cas, la valeur de la pente est aussi prédite par l'équation (5.7) (malgré qu'une telle discussion n'est pas été abordée, sauf à la référence [91]).

Les deux analyses démontrent que la chute de ω_p avec la tension de grille est complètement attribuable à la diminution de la concentration moyenne. Elles constituent aussi une preuve expérimentale de la validité de l'équation semi-classique pour la fréquence du plasmon. En fait, d'après un calcul de Krashenninnikov et Chaplik, [137] une modulation latérale ouvre des bandes interdites dans la dispersion du mode plasmon; leur amplitude est reliée à la décomposition de Fourier du potentiel de modulation (équation (4.33)). Ceci dit, on doit conclure de nos résultats concernant la validité de l'équation (5.6), que les bandes interdites ouvertes à $q = 0$ par la modulation latérale sont d'amplitude négligeable. Par conséquent, la forme du potentiel doit être dominée par une grande importance relative de l'amplitude de la fréquence fondamentale ($\frac{2\pi}{a}$) par rapport aux harmoniques. En considérant ce résultat, la concentration électronique moyenne apparaît comme le seul paramètre important pour la fréquence du mode plasmon dans le régime de modulation faible, en accord avec la première hypothèse de Hansen *et al.* [85] Cependant, ce résultat contredit les prédictions théoriques de Wulf *et al.* [143, 144] et de Bangert *et al.* [134] Ces derniers argumentent que la chute

de la fréquence du plasmon observée expérimentalement n'est pas entièrement attribuable à la diminution de \bar{N}_s . Dans leur traitement (le premier est un calcul RPA auto-cohérent et l'autre est une résolution de la matrice de transfert), ces auteurs trouvent qu'une partie importante de la chute est causée par un changement dans le caractère des oscillations du plasmon, passant de plasmon du massif à plasmon de bord (bulk to edge plasmon) à mesure que la modulation s'accroît. Ils trouvent que l'amplitude des oscillations du plasmon est plus importante dans les régions de faible concentration électronique. Il semble que Wilkinson *et al.* aient observé les effets de l'amplitude de la modulation sur l'énergie du mode plasmon. [91] À ce moment, nous ne formulons pas d'hypothèses quant à l'origine des différences observées.

5.2 a) Modes de Bernstein

Dans la littérature, on rapporte à quelques reprises l'observation de modes de Bernstein. Ces modes résultent d'une interaction non-locale entre une modulation spatiale de la densité de charge (plasmon) et les harmoniques de la résonance cyclotron (RC). [83] En l'absence d'une telle interaction, seule la résonance cyclotron et le mode magnétoplasmon apparaissent. Dans les couches d'inversion à base de silicium, Mohr et Heitmann ont observé des oscillations de la position et de l'amplitude du mode magnétoplasmon à des champs magnétiques correspondant aux harmoniques de la RC. [116] Ces résultats furent analysés avec une théorie classique basée sur l'équation cinétique de Boltzmann dans l'approximation du temps de relaxation. [139] Plus récemment, plusieurs papiers furent consacrés aux modes de Bernstein dans les gaz électroniques 2D confinés dans une hétérostructure à base de $GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs$. Dans certaines expériences, le gaz d'électrons reçoit une intensité lumineuse modulée spatialement grâce à un réseau métallique (couche de métal relativement épaisse et opaque) déposé à la surface de l'échantillon. [83, 84, 88, 100, 105] Dans les autres expériences, la concentration électronique est modulée grâce à l'application d'une tension sur une grille formée d'un réseau de fils métalliques semi-transparents déposés à la surface de l'échantillon. [90, 97, 98, 102, 115, 118] La distinction entre les deux techniques repose sur la nature et l'épaisseur du métal constituant la grille. Les spectres de transmission sont obtenus en utilisant des techniques basées sur la spectroscopie de Fourier, [83, 84, 88, 90, 97, 98, 100, 102] le laser infrarouge lointain (IRL) [118] ou la spectroscopie Raman. [105, 115] Le clivage du mode magnétoplasmon a été clairement

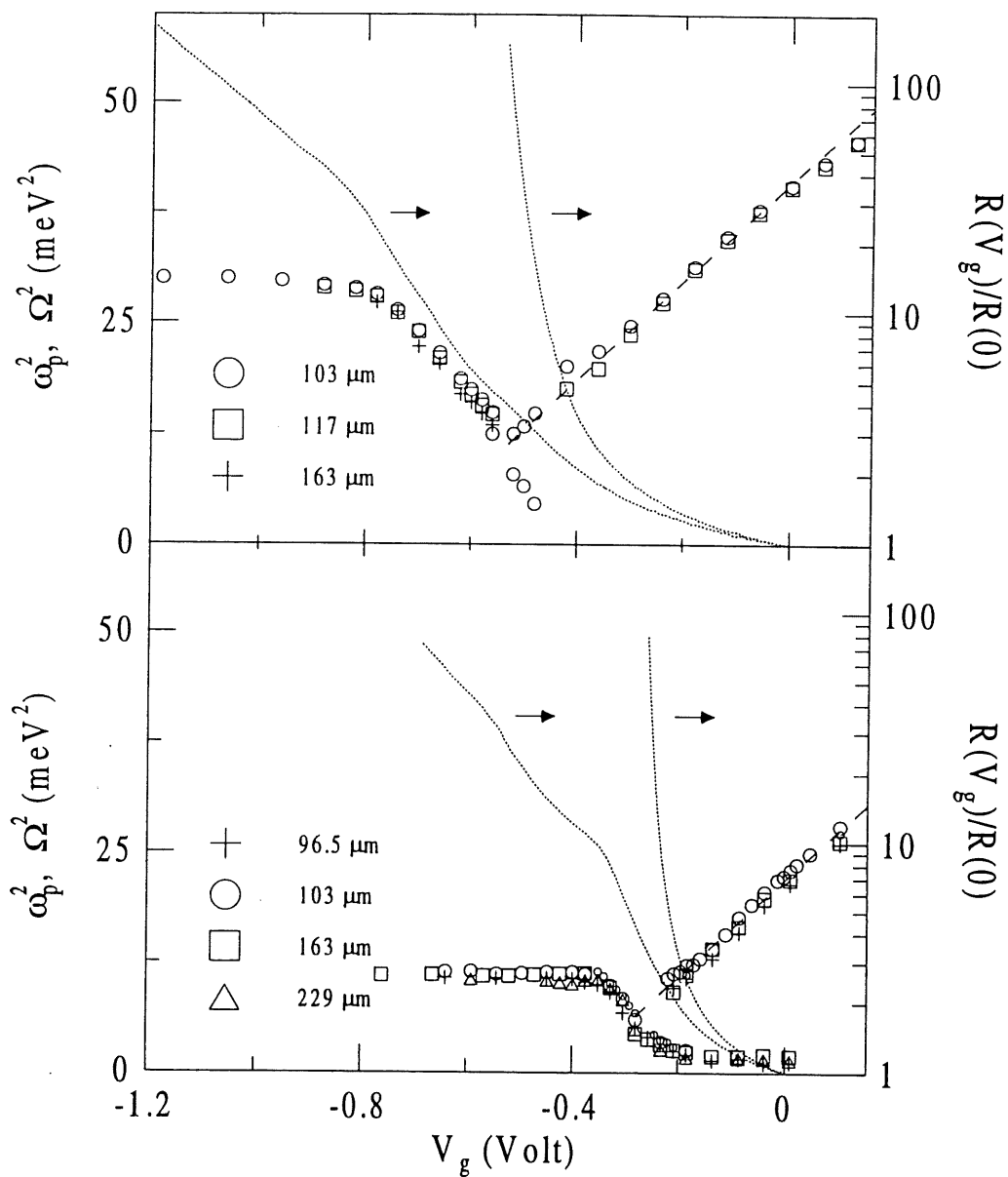


Figure 5.10 : Échelle de gauche: données obtenues des spectres de transmission tracées sur un graphique universel de l'énergie au carré en fonction de la tension de grille. Échelle de droite: résistance à champ magnétique nul (dans les conditions correspondantes) mesurée dans les configurations parallèle et perpendiculaire. La ligne discontinue est l'énergie du mode plasmon en considérant la validité du modèle de la capacité. Le graphique du haut (bas) est obtenu pour la condition avec (sans) éclairage.

identifié au voisinage de l'harmonique de la RC $n = 2$, et certaines indications d'un comportement similaire furent obtenues pour $n = 3$. [84, 97, 100, 105] Dans les paragraphes qui suivent, je discuterai de l'observation des modes de Bernstein dans la transmission dans l'IRL. Les modes avec un indice jusqu'à $n = 5$ furent observés. Une comparaison des résultats expérimentaux avec la prédiction théorique de Chaplik et Heitmann [139] montre que cette théorie explique les principaux éléments observés. Les différences entre la théorie et l'expérience seront discutées dans la suite.

Une série de spectres de transmission dans l'IRL en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de tensions de grille est présentée aux figures 5.11 et 5.12 pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ et $163 \mu\text{m}$. Quatre pics étroits (ci-après nommés résonances $n = 5$, $n = 4$, $n = 3$ et $n = 2$ respectivement, pour un champ magnétique croissant) sont observés de même qu'une structure plus large près de $B = 0$ T. Toutes ces structures se déplacent vers les forts champs magnétiques à mesure que la tension de grille décroît. Pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ ($163 \mu\text{m}$), la résonance cyclotron apparaît à 3.23 T (4.54 T), correspondant à une masse effective de $0.069 m_o$. Les harmoniques de la RC sont attendues à 1.62 (2.27), 1.09 (1.51), 0.81 (1.13) et 0.65 (0.91) T pour $2\omega_c$, $3\omega_c$, $4\omega_c$ et $5\omega_c$ respectivement. Ces valeurs correspondent grossièrement à des positions moyennes entre les résonances observées, tout comme montré sur les figures 5.11 et 5.12. Dans ce qui suit, à la fois des interprétations qualitative et quantitative des résultats expérimentaux seront données.

Les modes de Bernstein consistent en une série de branches résultant de l'anticroisement de la relation de dispersion du magnétoplasmon (équation (5.5)) avec celles des harmoniques de la résonance cyclotron données par

$$\omega_n = n \frac{eB}{m^*} \text{ avec } n = 2, 3, \dots$$

Les relations de dispersion initiales ainsi que l'effet du couplage sont illustrés à la figure 5.13. Chaque branche est bornée par les harmoniques de la RC, allant de $(n + 1) \omega_c$ à $n\omega_c$ lorsque l'énergie du photon est accrue. Dans la présente expérience, les modes de Bernstein sont observés pour une énergie donnée, et la mesure est effectuée à différentes valeurs de la tension de grille pour ainsi avoir accès à la dispersion de ces modes. À partir des relations précédentes (et à l'aide de la figure 5.13 montrant des courbes de dispersion pour trois concentrations électroniques différentes), on peut comprendre qu'à mesure que la tension de grille décroît (correspondant à une chute de \bar{N}_s ou de ω_p), les modes se déplacent vers les forts champs magnétiques. Cette situation apparaît clai-

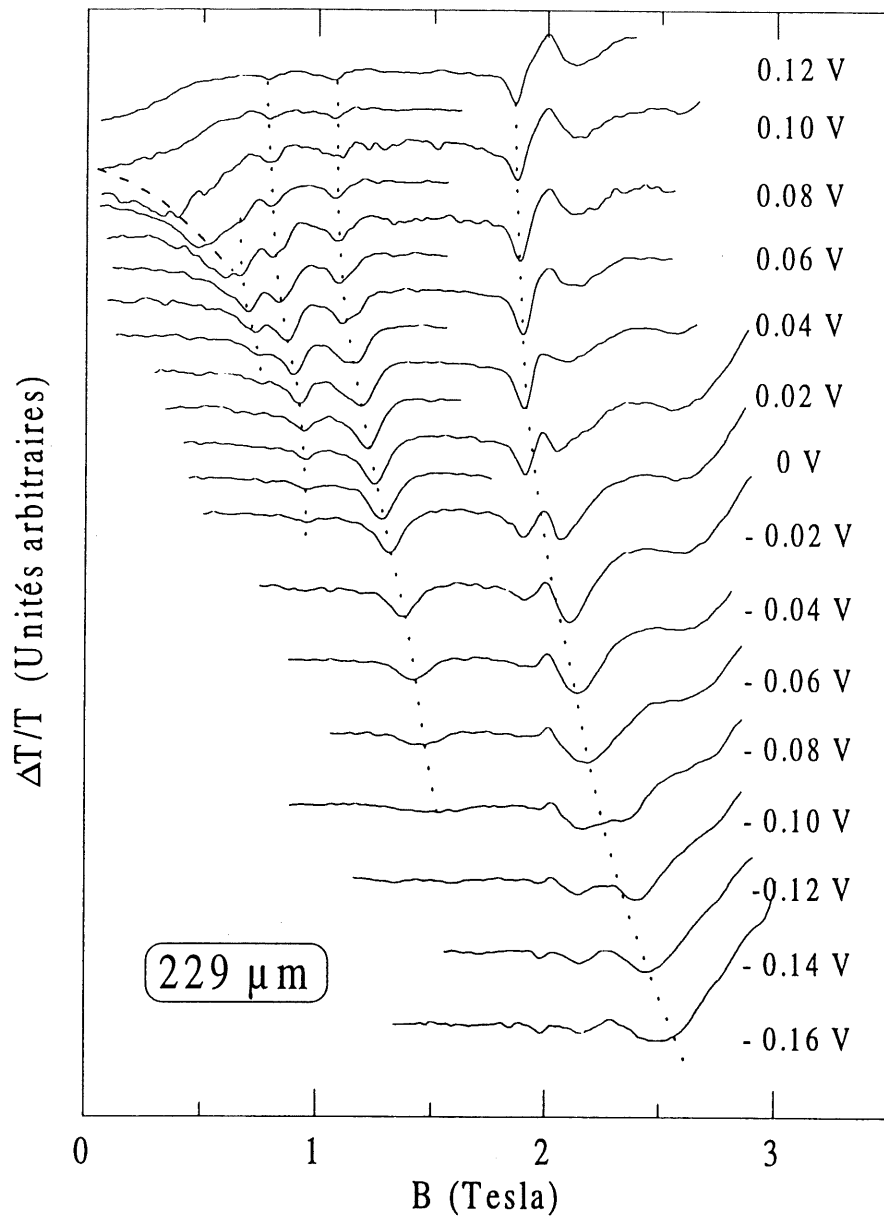


Figure 5.11 : Spectres de transmission pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ pour diverses tensions de grille obtenus avec la technique de modulation montrant la présence des modes de Bernstein. Ces données sont obtenues pour une condition sans éclairage de l'échantillon. Les structures dont la position apparaît indépendante de la tension de grille sont reliées à la tension de référence V_{go} .

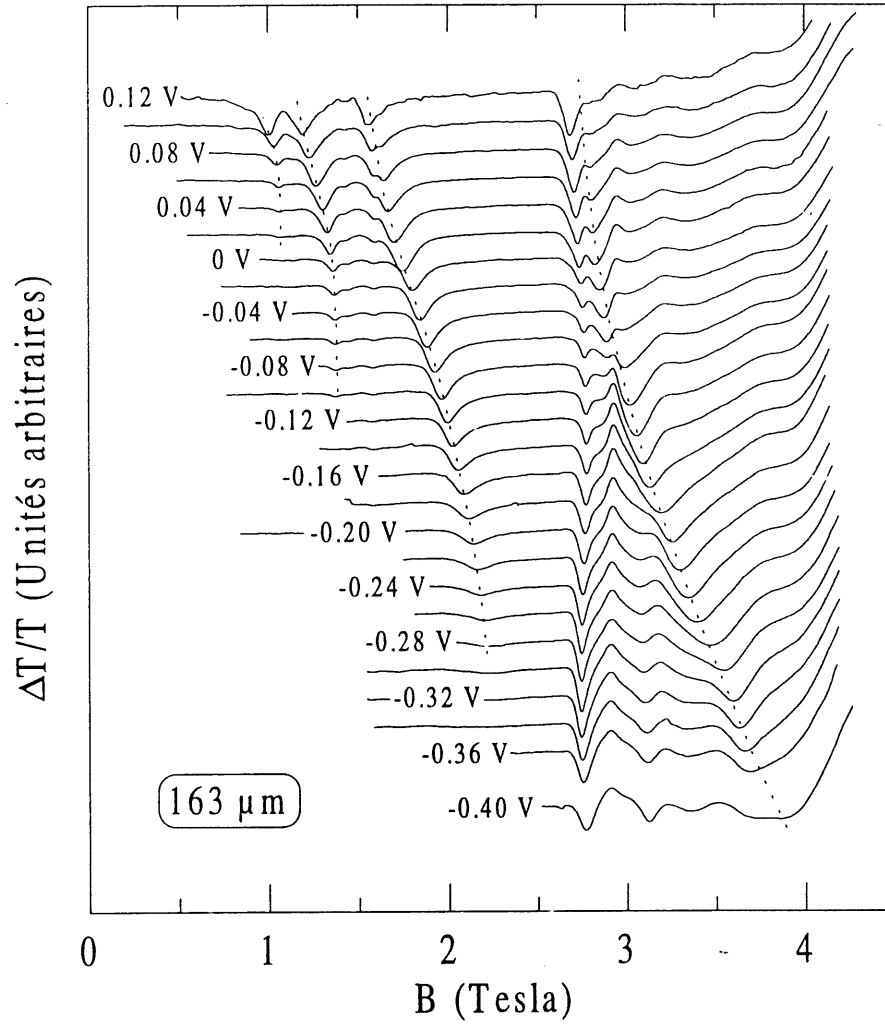


Figure 5.12 : Spectres de transmission pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$ pour diverses tensions de grille obtenus avec la technique de modulation montrant la présence des modes de Bernstein. Ces données sont obtenues pour une condition après éclairage de l'échantillon. Les structures dont la position apparaît indépendante de la tension de grille sont reliées à la tension de référence V_{g0} .

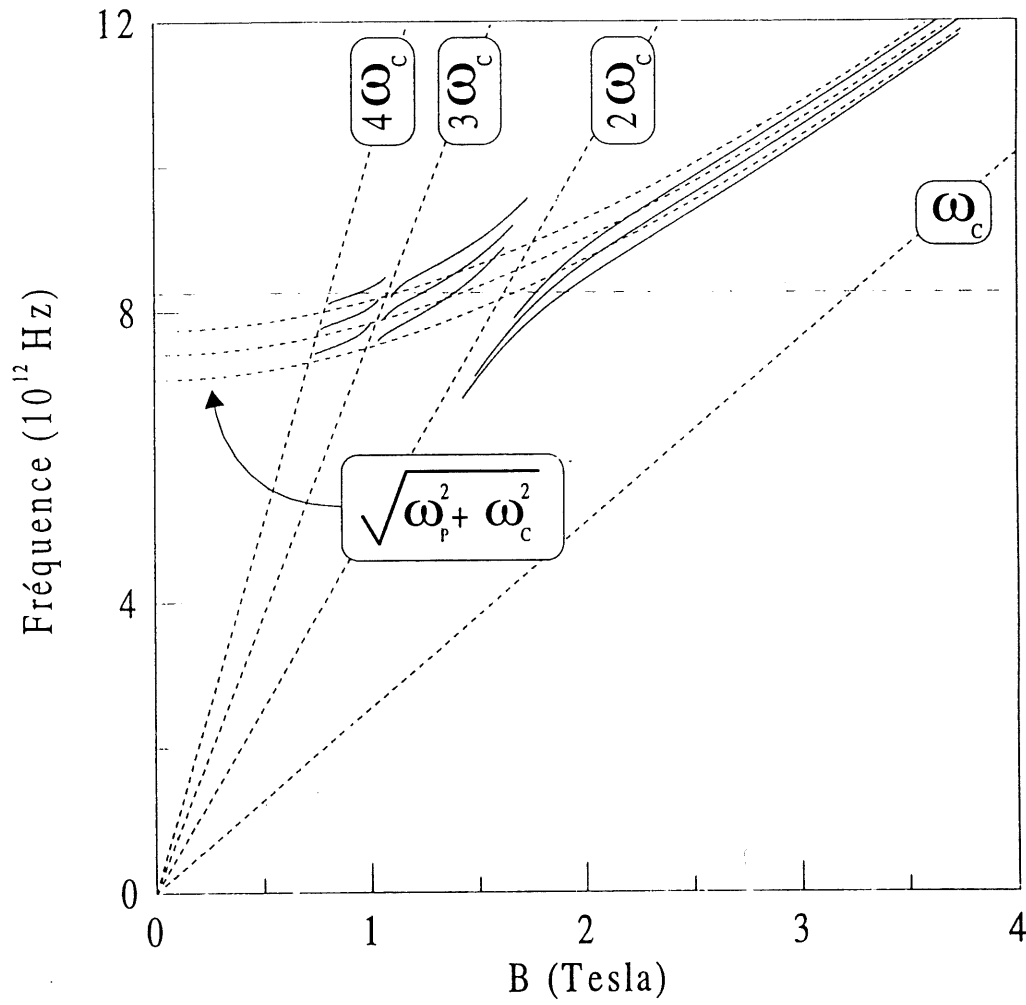


Figure 5.13 : Graphique de ω en fonction de B illustrant l'effet du couplage (traits continus) du mode magnétoplasmon (trait pointillé) avec les harmoniques de la résonance cyclotron (trait pointillé). Trois courbes de magnétoplasmon sont présentes pour illustrer l'effet de la chute de N_s .

rement sur les figures 5.11 et 5.12 où l'on aperçoit le mode $n = 3$ se déplacer de $3\omega_c$ à $2\omega_c$, le mode $n = 4$ se déplacer de $4\omega_c$ à $3\omega_c$, ... à mesure que la tension de grille décroît.

La technique expérimentale utilisée ici, dans laquelle les modes de Bernstein sont observés à une énergie de photon donnée et les mesures sont effectuées à différentes valeurs de la tension de grille, se montre très appropriée pour sonder la dispersion de ces modes. De plus, tel qu'illustré à la figure 5.11, cette technique permet d'observer sur un seul spectre, le mode magnétoplasmon et les modes de Bernstein. Par exemple, sur le spectre de la figure 5.11 à $V_g = 0.08$ V, les modes de Bernstein $n = 4$ et 3 se superposent au mode magnétoplasmon.

La compréhension qualitative du déplacement des modes de Bernstein décrit ci-haut est basée sur la chute de la concentration électronique moyenne résultant d'un accroissement de l'intensité de la modulation latérale. Dans une tentative pour obtenir une image plus précise de la physique derrière le comportement des modes de Bernstein, une comparaison avec la théorie est faite en utilisant l'approche développée par Chaplik et Heitmann. [139] Sans entrer dans les détails, les ingrédients principaux de leur modèle sont l'équation de Boltzmann dans l'approximation du taux de relaxation et l'équation de continuité. Il s'agit donc d'un traitement semi-classique. La puissance absorbée pour une fréquence ω et un vecteur d'onde k se lit

$$Q(k, \omega) = \frac{m^* e^2 \omega}{2\pi \hbar^2 k^2} E_e^2 \text{Im} \left[\frac{1 - i\alpha}{1 - (\omega\tau + i)\alpha} + \frac{m^* e^2}{2\pi \hbar^2 k \bar{\epsilon}(k)} \right]$$

$$\alpha = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left(\frac{kv_F}{\omega_c} \right) \frac{1}{i + \omega\tau + n\omega_c\tau} \quad (5.8)$$

où τ est le temps de relaxation, v_F est la vitesse électronique au niveau de Fermi, E_e est le champ électrique externe, J_n est la fonction de Bessel d'ordre n et tous les autres termes possèdent leur définition habituelle. Tous les termes de cette équation sont des quantités réelles. Ce modèle fut développé pour un gaz d'électrons 2D avec une concentration uniforme dans l'espace et ainsi, n'inclut pas l'effet de la modulation latérale. Cependant, on doit s'attendre à ce qu'il donne un bon aperçu du comportement des modes de Bernstein même dans le contexte d'une modulation de la concentration électronique, à la condition que la modulation est de faible amplitude. L'analyse des données est donc faite à partir de cette approche en considérant la concentration électronique moyenne \bar{N}_s comme paramètre.

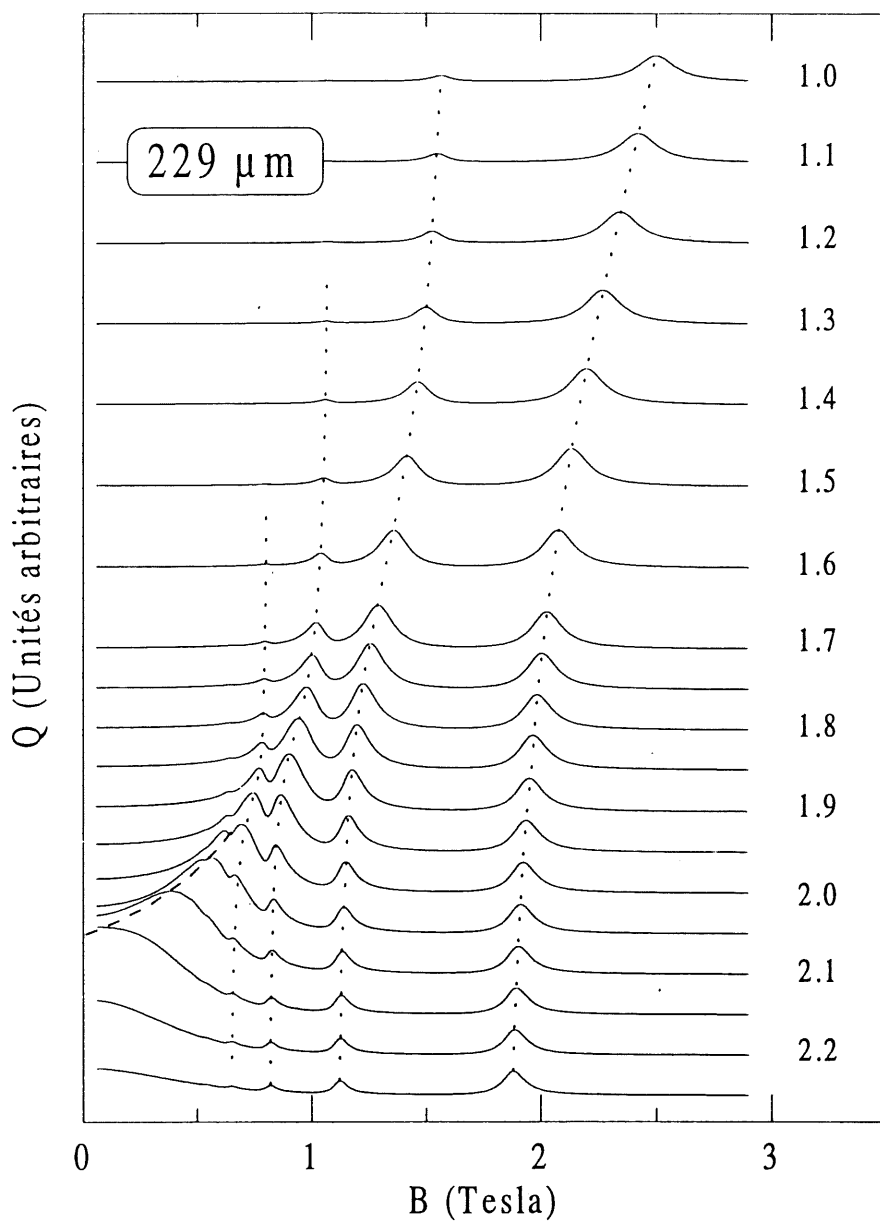


Figure 5.14 : Spectres de puissance absorbée pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ pour diverses concentrations électroniques obtenus du modèle théorique de Chaplik et Heitmann.

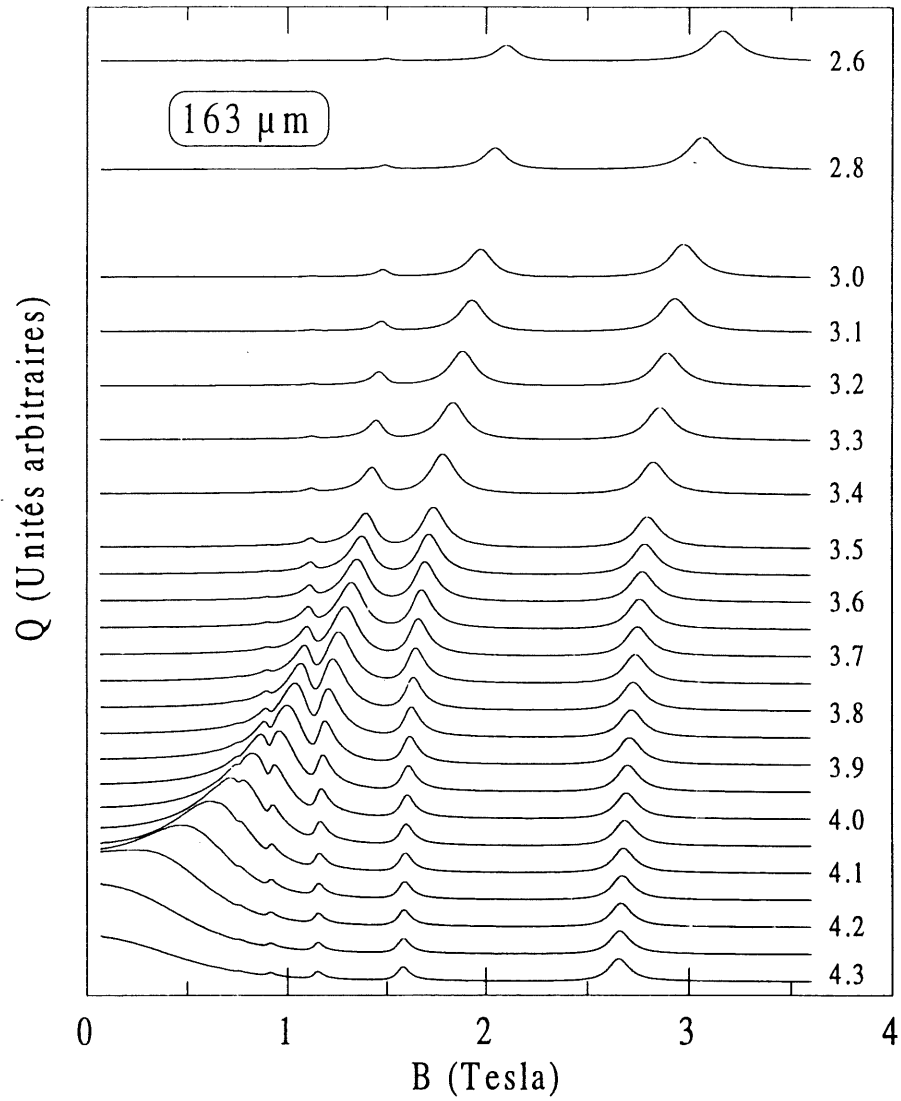


Figure 5.15 : Spectres de puissance absorbée pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$ pour diverses concentrations électroniques obtenus du modèle théorique de Chaplik et Heitmann.

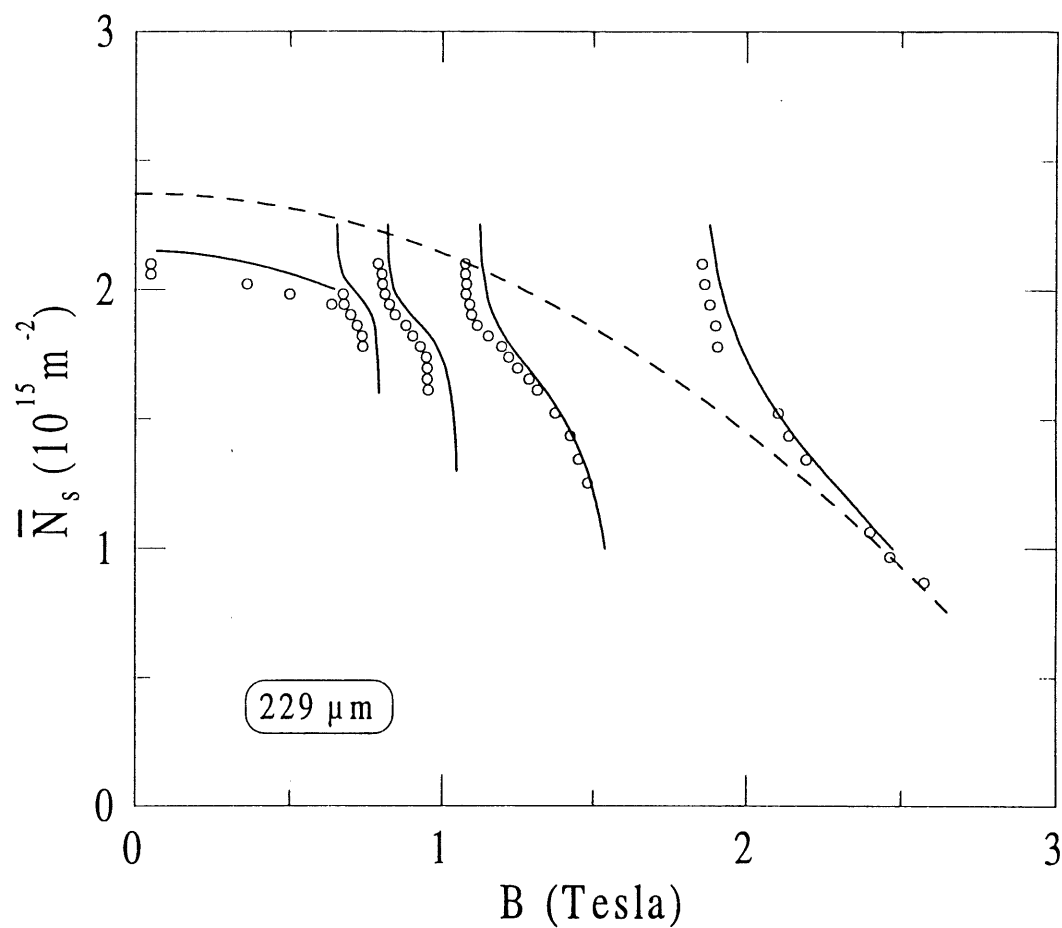


Figure 5.16 : Position des modes de Bernstein obtenue du modèle de Chaplik et Heitmann (traits continus) et des spectres expérimentaux (cercles ouverts) pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$. Le trait pointillé représente la relation de dispersion du mode plasmon et l'absence des modes de Bernstein.

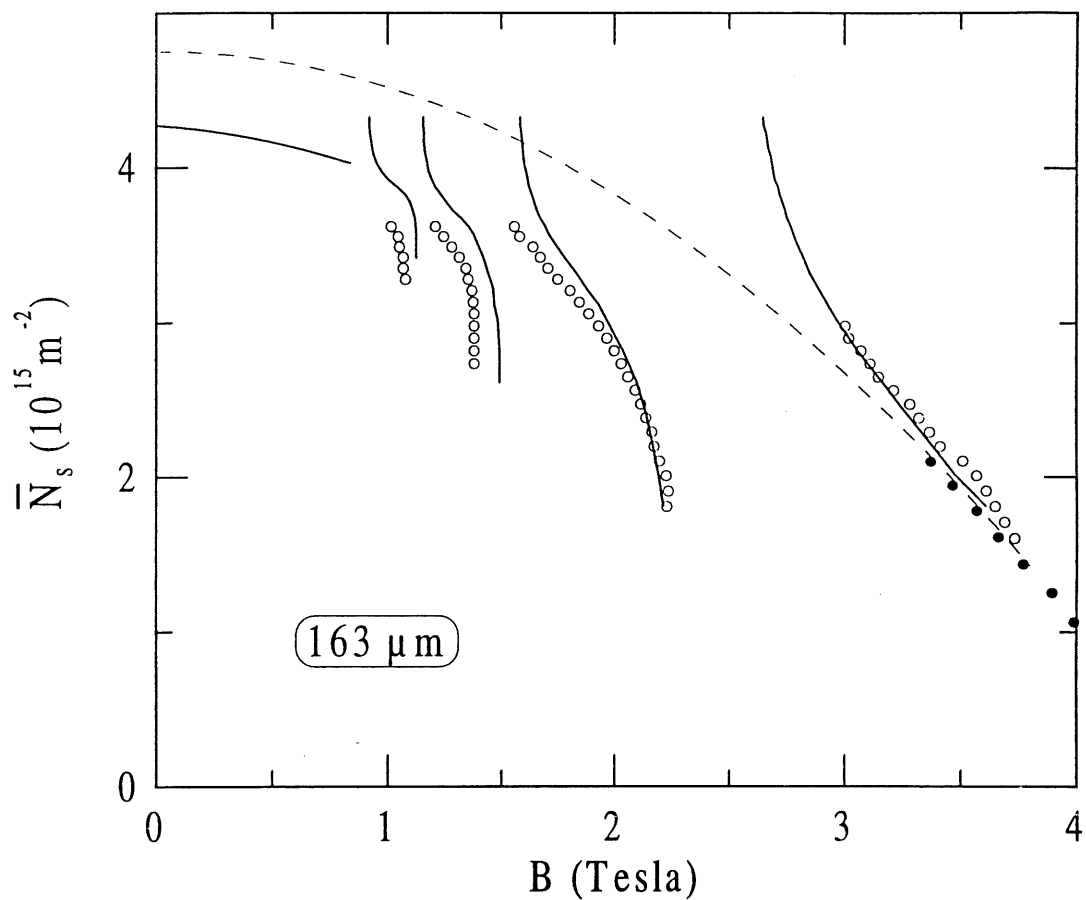


Figure 5.17 : Position des modes de Bernstein obtenue du modèle de Chaplik et Heitmann (traits continus) et des spectres expérimentaux (cercles ouverts) pour $\lambda = 163 \mu\text{m}$. Le trait pointillé représente la relation de dispersion du mode plasmon et l'absence des modes de Bernstein. Les cercles pleins sont obtenus pour une condition sans éclairage de l'échantillon.

Les figures 5.14 et 5.15 montrent le résultat de l'équation (5.8) obtenu pour $\lambda = 229 \mu\text{m}$ et $163 \mu\text{m}$ pour différentes concentrations électroniques. Avec un temps de vie de 4 ps, on trouve une grande similarité avec les spectres expérimentaux (figures 5.11 et 5.12). À mesure que \bar{N}_s décroît, les modes se déplacent vers les forts champs magnétiques et la position de chaque mode est bornée par des valeurs de champs magnétiques correspondant aux harmoniques $(n+1)\omega_c$ et $n\omega_c$. De plus, la théorie montre que l'amplitude des modes de Bernstein présente un maximum pour une valeur de \bar{N}_s qui dépend de n , de façon similaire à l'expérience. Les spectres théoriques montrent aussi la présence du mode ω_p aux faibles champs magnétiques, sur lequel se superpose des pics plus étroits apparaissant du couplage avec les harmoniques $5\omega_c$ et $4\omega_c$, tout comme observé expérimentalement. En montrant que l'amplitude de l'absorption chute drastiquement entre les modes $n = 5$ et $n = 6$, la théorie reflète aussi de manière appropriée le fait que la résonance $n = 6$ ne soit pas observée même si la résonance $n = 5$ apparaît clairement sur les figures 5.11 et 5.12. Il est bon de mentionner ici que le temps de vie correspondant à une mobilité de $70 - 100 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ (environ 30 – 40 ps) est significativement plus élevé que la valeur utilisée pour le calcul théorique. Cette différence pourrait être en partie reliée à des processus de diffusion supplémentaires résultant de la modulation du gaz électronique (élargissement de Landau discuté précédemment).

La discussion précédente montre que le modèle de Chaplik et Heitmann fournit une bonne description qualitative des principaux éléments observés expérimentalement. Pour aller plus loin et tenter une comparaison quantitative avec les données expérimentales, une correspondance doit être établie entre la tension de grille et \bar{N}_s . Pour ce faire, on utilise le résultat obtenu précédemment où l'on trouve que le champ magnétique de résonance du magnétoplasmon à haute énergie nous donne une mesure directe de la concentration électronique moyenne. Les figures 5.16 et 5.17 présentent une comparaison directe de la théorie avec l'expérience. Ici, la position en champ magnétique des modes de Bernstein est tracée pour chaque valeur de \bar{N}_s . Les traits continus correspondent au résultat théorique et furent obtenus en extrayant la position des pics des figures 5.14 et 5.15. Les données expérimentales sont représentées par des cercles ouverts et sont obtenues de la conversion des valeurs de V_g en valeurs de \bar{N}_s . Sur les figures 5.16 et 5.17, la relation de dispersion simple du magnétoplasmon est incluse (trait pointillé). Il apparaît clairement qu'à la fois la prédiction théorique et le résultat expérimental sont globalement déplacés vers les basses énergies par rapport à la dispersion du magnétoplasmon. Cette différence est plus importante à champ magnétique faible où

les modes de Bernstein sont présents et disparaît lorsque le champ magnétique est plus grand que $2\omega_c$. L'effet est présent pour les deux longueurs d'ondes présentées. L'origine physique de cet abaissement de la fréquence n'est pas connue de nous pour le moment. Quelques effets sont connus pour abaisser l'énergie du plasmon (épaisseur finie du gaz d'électrons, modulation du gaz électronique). [84] Cependant, ces effets ne sont pas considérés dans le modèle de Chaplik et Heitmann.

L'accord des données expérimentales avec la prédiction théorique est très bon si l'on considère les limites du modèle classique utilisé. Nous soulignons le fait que ce résultat est obtenu en injectant dans le modèle théorique seulement la variation de \overline{N}_s , obtenue indépendamment à partir de méthodes différentes, sans considérer les effets possibles dus à l'amplitude et à la forme exacte du potentiel de modulation. Ceci dit, on peut conclure que l'ingrédient principal dans le comportement du mode plasmon dans le régime quasi-2D est la concentration électronique moyenne. Cependant, même si les principaux éléments expérimentaux sont bien reproduits par la théorie, des déviations significatives sont aussi observées entre les courbes théoriques et les données expérimentales. Par exemple, pour les modes de Bernstein $n = 3, 4, 5$, les valeurs asymptotiques du champ magnétique de résonance sont déplacées vers les bas champs magnétiques comparativement à la prédiction théorique. À ce point, on ne peut rejeter une quelconque influence de l'amplitude de modulation sur la position des modes de Bernstein. En fait, des travaux théoriques montrèrent que l'intensité de la modulation devrait abaisser l'énergie du plasmon et par le fait même affecter les modes de Bernstein. De plus, des résultats expérimentaux obtenus sur des fils quantiques montrèrent que l'interaction avec le plasmon confiné n'apparaît pas à $n\omega_c$ mais en-dessous de cette valeur. [97, 102] Même s'ils ont été obtenus dans un régime de modulation forte, ces résultats suggèrent qu'un comportement similaire pourrait bien être présent dans le cas d'une modulation faible. Pour obtenir une estimation quantitative du déplacement des modes à partir de nos données expérimentales, il serait nécessaire d'établir une comparaison avec un modèle détaillé tenant compte 1) de l'amplitude de la modulation dans la concentration électronique et 2) de la forme exacte du profil de potentiel, pour toutes les valeurs de tension de grille pour lesquelles les mesures sont faites.

5.3 Modulation intermédiaire et forte.

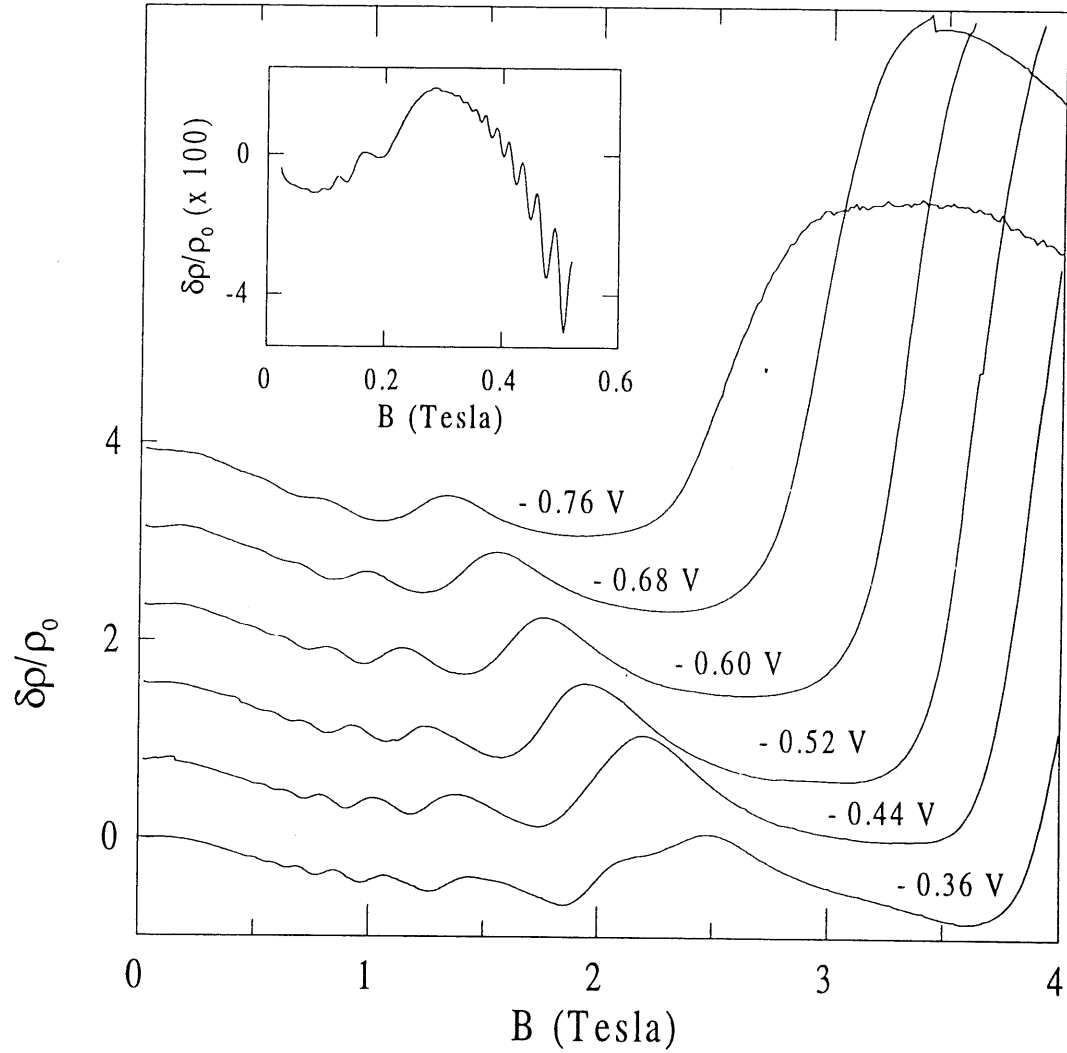


Figure 5.18 : Magnétorésistance parallèle au réseau de fils dans les régimes de modulation intermédiaire et forte. V_{g1} et V_{g2} sont respectivement égales à -0.27 V et -0.36 V, soit une condition sans éclairage de l'échantillon. Dans quelques cas (après un éclairage prolongé), des oscillations causées par la focalisation électronique apparaissent dans la magnétorésistance à bas champ magnétique. L'icône en montre un exemple pour $V_g = -0.70$ V ($V_{g1} = -0.60$ V et $V_{g2} = -0.82$ V).

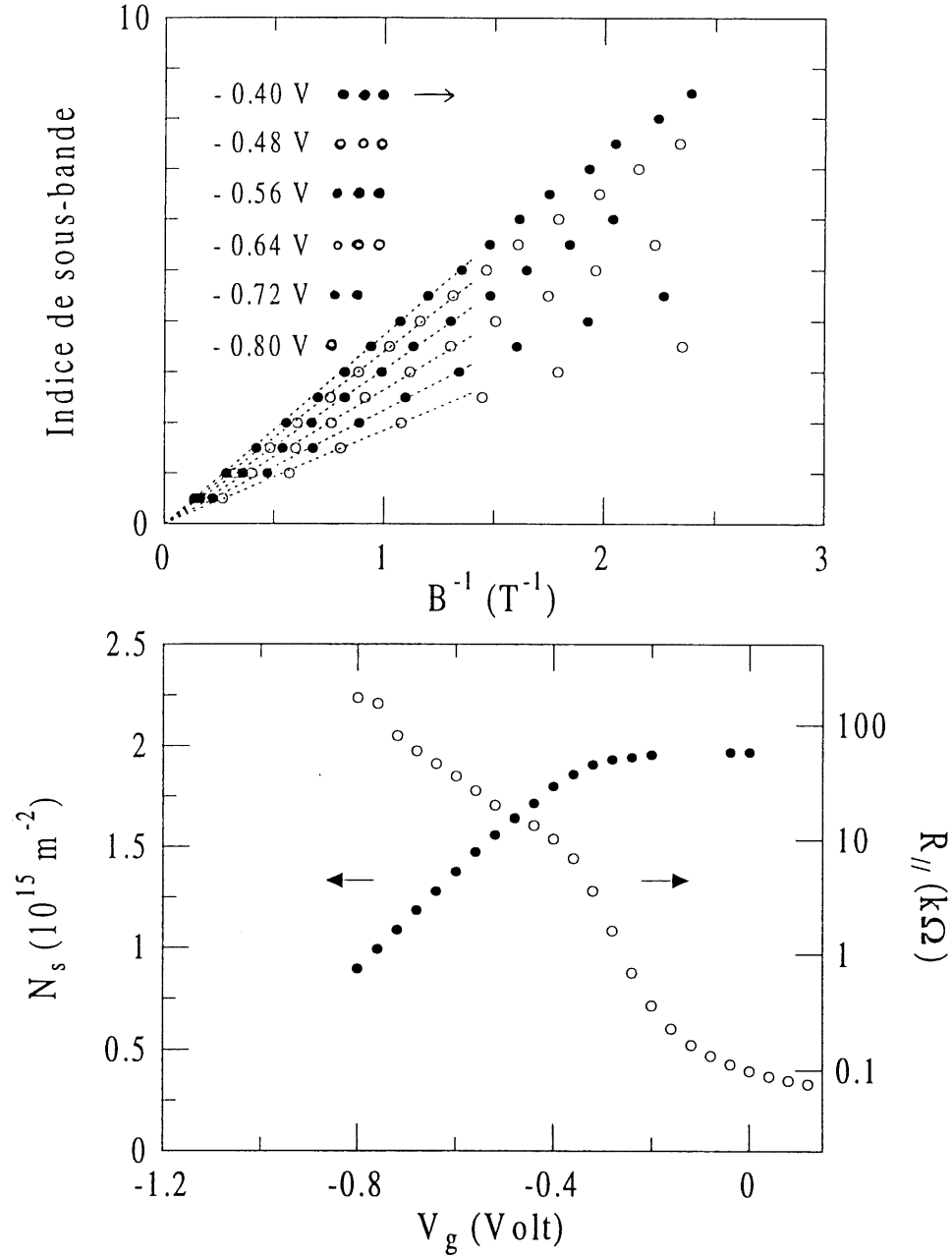


Figure 5.19 : En haut. Graphiques de Landau montrant la dépopulation magnétique des sous-bandes électrique. En bas, concentration 2D obtenue du graphique du haut (échelle de gauche) et résistance à champ magnétique nul dans la configuration parallèle (échelle de droite). La dépopulation apparaît pour des tensions inférieures à -0.36 V, c'est-à-dire dans le régime de modulation forte. Les conditions sont celles de la figure précédente (avant éclairage).

Dans les régimes de modulation intermédiaire et forte, la conduction électrique n'est possible que dans la configuration parallèle. La figure 5.18 montre une série de courbes de la magnétorésistance pour différentes valeurs de la tension de grille couvrant les deux régimes de modulation intermédiaire et forte. Voici quelques éléments qui sont caractéristiques du régime quasi-1D. Une magnétorésistance négative importante apparaît et est reliée à une forte contribution des orbites ouvertes. Un maximum de magnétorésistance est perceptible et marque la transition d'un régime d'orbites traversantes (traversing trajectories) à sauteuses (skipping orbits). En principe, la largeur des fils peut être obtenue de la position de ce maximum. Cependant, le maximum apparaît souvent comme un épaulement de sorte qu'il est difficile de déterminer un critère unique pour sa position.

Dans des conditions favorables, un effet d'interférence connu sous le nom de focalisation électronique (electron focusing) a été observé. Des oscillations de la magnétorésistance apparaissent lorsqu'une condition de commensurabilité entre le diamètre cyclotron et la périodicité du réseau est satisfaite. Cet effet n'a cependant été observé qu'une seule fois et sur une faible gamme de tensions de grille. Le médaillon de la figure 5.18 montre les oscillations à faible champ magnétique produit par la focalisation électronique.

De toutes les manifestations du régime quasi-1D, la plus claire évidence est sans aucun doute la dépopulation magnétique des sous-bandes électriques. Cet effet n'est pas directement visible sur la figure 5.18 mais apparaît sur un graphique de Landau (Landau plot), c'est-à-dire de l'indice de sous-bande en fonction de l'inverse du champ magnétique. Comme présenté dans la partie théorique, la formation de sous-bandes électriques se manifeste par une déviation au comportement linéaire obtenu pour le gaz 2D. Une série de graphiques de Landau est présentée en haut de la figure 5.19. L'assignation d'un numéro (ou d'un indice de sous-bande) pour chaque oscillation a été obtenue grâce à l'extrapolation vers le régime 2D. En principe, on peut extraire de ces courbes, la concentration 1D (N_{1D}) et l'énergie effective de confinement (ω_o) en utilisant l'approche théorique de Berggren *et al.* [65] Étant donné que la forme du **potentiel effectif** n'est pas précisément connue, nous n'avons pas tenté de calculer ces paramètres en fonction de la tension de grille. Les valeurs de N_{1D} et de ω_o ont tout de même été calculées dans quelques cas. Par exemple, pour $V_g = -0.8$ V de la figure 5.19, on trouve une concentration 1D de $2 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ et un potentiel parabolique effectif avec une amplitude de 0.7 meV. Dans ce cas, six sous-bandes électriques sont occupées à champ

magnétique nul.

Pour caractériser le gaz d'électrons dans les régimes de modulation intermédiaire et forte, nous avons calculé N_s à partir des oscillations de Shubnikov- de Haas à fort champ magnétique (en d'autres mots, la pente à l'origine sur un graphique de Landau). Ce résultat est présenté au bas de la figure 5.19. On trouve que N_s garde à peu près sa valeur à 0 V jusqu'à environ -0.38 V, et commence à chuter linéairement lorsque la tension de grille est davantage diminuée. Ce résultat est obtenu pour les deux conditions de concentration initiale (avec et sans illumination). Il est aussi cohérent avec la concentration extraite des données sur la focalisation électronique. Le fait que cette valeur de $V_{g2} = -0.38$ V soit inférieure à V_{g1} , la tension pour laquelle la conduction électrique cesse dans la configuration perpendiculaire, montre que le début de la dépopulation des sous-bandes électriques ne coïncide pas nécessairement avec la formation du réseau de fils. De plus, on peut noter que $V_{g2} = -0.38$ V correspond à la tension de grille à laquelle un épaulement est observé sur la résistance à champ magnétique nul dans la configuration parallèle, c'est-à-dire, la frontière entre la modulation intermédiaire et la modulation forte. Le correspondance des V_{g2} apparaît clairement sur la figure 5.19. Pour $V_g < V_{g2}$, même si la concentration électronique chute rapidement, $R_{||}$ montre une plus faible dépendance en V_g par rapport à $V_g > V_{g2}$. Ceci suggère d'importantes modifications des processus de diffusion lorsque le régime de modulation forte est atteint. Physiquement, nous n'avons pas d'explication claire pour cette coïncidence. On peut cependant présumer qu'à mesure que les sous-bandes se forment, les processus de diffusion inter-sous-bandes pourraient être réduits. D'un autre côté, certains traitements théoriques prédisent des déviations importantes à la théorie de l'écrantage linéaire lorsque la dépopulation devient importante. [64, 68, 69] Dans ce cas, la dépopulation des sous-bandes s'accélère telle qu'observée expérimentalement. Cependant, les conséquences de l'écrantage sur la résistance en fonction de la tension de grille ne sont pas connues.

La figure 5.20 montre une série de spectres de transmission optique à $163 \mu\text{m}$ obtenus avec les deux techniques, la technique standard et celle de modulation. Dans les deux cas, une résonance apparaît près de la résonance cyclotron et se déplace vers les bas champs magnétiques à mesure que la modulation s'accroît. Contrairement au régime de modulation faible, le comportement en fonction de la tension de grille est non-linéaire. En effet, il présente d'abord un déplacement rapide

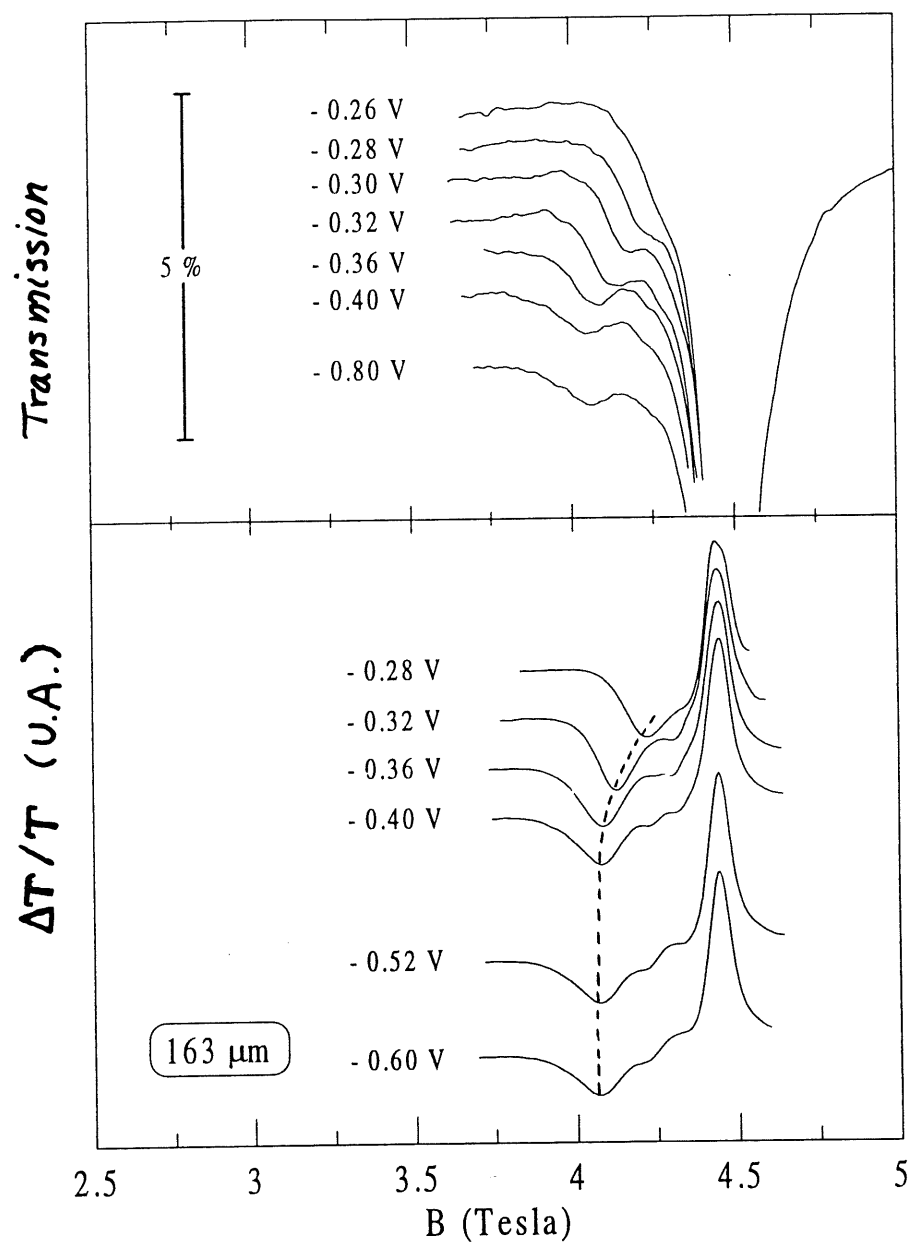


Figure 5.20 : Spectres de transmission à $163 \mu\text{m}$ dans les régimes de modulation intermédiaire et forte montrant le mode collectif associé au réseau de fils quantiques. En haut: transmission totale obtenue avec la technique habituelle pour différentes tensions de grille. En bas: contribution à la transmission totale associée à la région sous la grille et obtenue avec la technique de modulation temporelle de la tension de grille ($V_{go} = -0.22 \text{ V}$). La ligne pointillée constitue un guide pour l'oeil.

entre -0.24 et -0.36 V suivi d'une saturation de la position de la résonance pour des tensions inférieures. On note que la tension de grille de saturation correspond à V_{g2} , en coïncidence avec les structures observées dans le transport électrique. Sur la figure 5.10, la position de la résonance est tracée en fonction de la tension de grille en considérant une équation identique à l'équation de dispersion du mode plasmon 2D (5.5),

$$\Omega^2 = \omega^2 - \omega_c^2. \quad (5.9)$$

Le symbole Ω est utilisé pour représenter la fréquence du mode collectif (plasmon confiné 1D) à la place de ω_p pour souligner la différence dans la nature ces modes. Pour la gamme de longueurs d'onde considérée, l'équation (5.9) est satisfaite, étant donné que la valeur de Ω obtenue à une tension de grille donnée est indépendante de la longueur d'onde. Cependant, aux grandes longueurs d'onde, des résonances supplémentaires, connus sous le nom de modes de Bernstein, apparaissent (montré à la figure 5.21) de telle sorte que l'équation (5.9) n'est plus valide. L'origine de ces modes, légèrement différente du cas de la modulation faible, sera discutée plus loin.

Sur la figure 5.10, on peut voir que Ω^2 présente un déplacement rapide lorsque V_g passe de V_{g1} à V_{g2} , suivi d'une saturation de la position de la résonance pour $V_g < V_{g2}$. On note que le début de la saturation coïncide avec les éléments observés dans le transport, particulièrement, le début de la chute de N_s attribuée à la dépopulation des sous-bandes électriques avec l'accroissement du confinement. Ceci considéré, la saturation de la position du mode collectif n'est pas attendue dans le cas d'un potentiel de confinement de forme arbitraire. Cependant, si le **potentiel nu** possède une forme parabolique, d'après le théorème de Kohn et ses généralisations, l'énergie du mode collectif ne dépend pas de la concentration électronique. [132, 133, 187–189] Donc, à partir des résultats expérimentaux, nous pouvons conclure que le **potentiel** de confinement **nu** est de forme parabolique dans le régime de modulation forte et que sa fréquence caractéristique ne dépend pas de la tension sur la grille. De plus, on peut conclure que dans le régime de modulation forte, la courbure du **potentiel nu** parabolique est déterminée par la concentration et la distance des impuretés ionisées et est constante en fonction de la tension de grille. Ainsi, elle dépend des conditions d'illumination, tel qu'observé expérimentalement (figure 5.10).

Dans le régime de modulation intermédiaire, la description du mode collectif dans le régime de

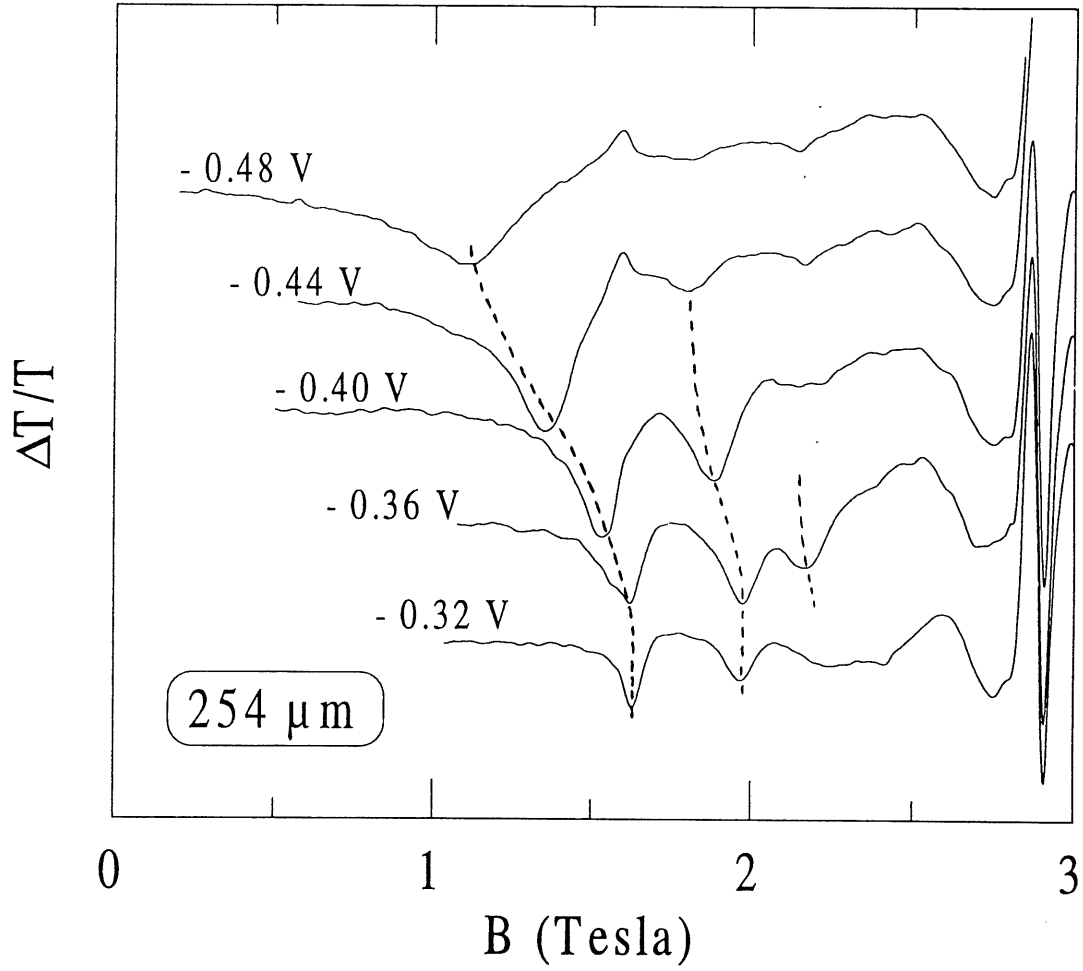


Figure 5.21 : Spectres de transmission à $\lambda = 254 \mu\text{m}$ montrant des résonances supplémentaires rappelant les modes de Bernstein observés dans le régime de modulation faible. Les conditions expérimentales sont telles que $V_{g1} = -0.30 \text{ V}$ et $V_{g2} = -0.44 \text{ V}$. Les lignes pointillées sont des guides pour l'œil. Les structures autour de 2.9 T sont dues à la résonance cyclotron.

modulation intermédiaire est de loin beaucoup plus compliquée puisque le couplage entre les fils peut être important. Cependant, l'évolution du mode collectif peut être compris qualitativement par une argumentation sur la base d'un papier de Broido *et al.* (déjà présenté au chapitre précédent). [6] Brièvement, ils stipulent que l'énergie du mode collectif est simplement donnée par la courbure moyenne du **potentiel nu**. Ceci dit, le régime intermédiaire serait caractérisé par un important couplage entre les fils de sorte que la courbure moyenne du **potentiel nu** serait plus faible. En fait, à la frontière entre les régimes de modulation faible et intermédiaire, le **potentiel nu** doit présenter des murs arrondis de sorte que Ω prend une faible valeur. Et, à mesure que le confinement s'accroît vers le régime de modulation forte, la région de confinement devient plus étroite et l'énergie du mode collectif augmente. L'effet de la non-parabolicité du potentiel de confinement a été considéré théoriquement par Wendler *et al.* [7] Même si l'énergie du mode collectif confiné n'est pas donnée par une forme simple comme l'équation (4.30), le comportement qualitatif est préservé. Cependant, d'autres expériences sont nécessaires pour présenter une discussion plus quantitative de leur comportement. Je reviendrai sur ce point dans la conclusion finale.

Expérimentalement, la complexité du système électronique dans le régime intermédiaire est révélé par la présence de modes de Bernstein pour de faibles énergies de photon. Leur comportement rappelle celui des modes de Bernstein observés dans le régime de modulation faible. La figure 5.21 montre une série de spectres dans le cas où le mode plasmon principal se divise en deux (parfois trois) modes lorsque $V_{g2} < V_g < V_{g1}$. Ces modes ont été observés expérimentalement dans quelques cas et apparaissent en conséquence d'une non-parabolicité du **potentiel nu**. Théoriquement, il a aussi été démontré que la possibilité d'observer ces modes par le moyen d'une mesure optique (à $q = 0$) est une signature claire de la non-parabolicité du **potentiel nu**. [7] Dans notre cas, puisque ces modes ne sont observés que dans le régime de modulation intermédiaire, on renforce l'idée que le **potentiel nu** n'est pas parabolique dans ce régime. Il apparaît clairement sur la figure 5.21 que lorsqu'on entre dans le régime de modulation forte ($V_g < V_{g2}$), un seul mode persiste. Ce résultat, combiné à la saturation de la position du mode à $V_g < V_{g2}$, montre que le régime de modulation forte est caractérisé par un **potentiel nu** parabolique.

5.4 Sommaire

Des mesures électriques dans les deux configurations (parallèle et perpendiculaire au réseau) et optiques dans l'IRL ont été réalisées sur un gaz d'électrons dans les régimes quasi-2D et quasi-1D, tout en maintenant des conditions identiques de température et d'éclairement pour un même échantillon. En contrôlant l'intensité de la modulation latérale de la concentration électronique 2D en utilisant une technique de répulsion électrostatique exercée par une grille, ces propriétés ont été étudiées dans les régimes de modulation faible, intermédiaire et forte. En variant la tension de grille, plusieurs éléments caractéristiques sont observés à la frontière entre ces régimes, à la fois dans les mesures de transport que dans les mesures optiques dans l'IRL. Pour des valeurs décroissantes de V_g (c'est-à-dire en allant vers des tensions négatives), ces éléments sont:

a) entre les régimes de modulation faible et intermédiaire, c'est-à-dire à V_{g1} ,

- 1– la conduction électrique cesse dans la configuration perpendiculaire à la modulation;
- 2– les oscillations de Weiss présentes dans les deux configurations voient leur amplitude tomber à zéro;
- 3– la magnétorésistance parabolique dans la configuration perpendiculaire tombe à zéro;
- 4– le mode plasmon du gaz 2D modulé disparaît pour laisser place à un autre mode plasmon confiné avec un comportement différent en fonction de la tension de grille.

b) entre les régimes de modulation intermédiaire et forte, c'est-à-dire à V_{g2} ,

- 1– un épaulement apparaît dans la résistance en fonction de la tension de grille à champ magnétique nul (configuration parallèle);
- 2– la concentration électronique 2D obtenue des graphiques de Landau commence à chuter rapidement marquant le début de la dépopulation des sous-bandes;
- 3– l'énergie du mode plasmon sature;
- 4– les modes de Bernstein disparaissent pour laisser place à un seul mode, le mode de Kohn.

De ces observations, des conclusions apparaissent pour chacun des régimes de modulation latérale du gaz d'électrons:

- 1– dans le régime de modulation faible, le gaz d'électrons est bien décrit par les approches semi-

classiques. En ce sens, l'énergie du mode collectif est simplement donnée par l'énergie du plasmon 2D à $q = \frac{2\pi}{a}$ sans considération à l'intensité de la modulation.

- 2- Dans le régime de modulation intermédiaire, on peut conclure que le **potentiel** de confinement **nu** est non-parabolique. Les données de transmission IRL montre des modes de Bernstein dont la présence est reliée à la non-parabolicité du **potentiel nu**.
- 3- Dans le régime de modulation forte, on peut conclure à partir de l'analyse de l'ensemble des mesures de transport électrique et d'optique que le **potentiel** de confinement **nu** est parabolique. Cette conclusion est déduite du théorème de Kohn.

Dans plusieurs cas, une analyse quantitative plus détaillée serait nécessaire pour une meilleure compréhension de nos résultats. Nous espérons que ces données pourront contribuer à stimuler de nouvelles études théoriques.

Chapitre 6

Conclusion

Au cours de cette thèse, deux études expérimentales ont été menées sur des systèmes à dimensionnalité réduite, le conducteur organique quasi-1D $(TMTSF)_2ClO_4$ et un système mésoscopique dans les régimes 2D, quasi-2D et quasi-1D basé sur une hétérostructure de $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Ces deux systèmes possèdent des propriétés très différentes: par exemple, le premier montre une condensation des porteurs dans un état ODSIC tandis que le second est décrit de manière adéquate par une théorie de liquides de Fermi. Malgré ces différences importantes, on trouve que les deux systèmes sont caractérisés par des spectres d'absorption présentant des résonances dans l'IRL.

Dans le cas du $(TMTSF)_2ClO_4$ et des sels de Bechgaard en général, l'étude expérimentale du spectre d'énergie est rendue difficile par des complications associées à la taille et à la fragilité des échantillons. Ici, nous avons montré que ces complications pouvaient être réduites par l'utilisation d'une technique expérimentale plus appropriée, la photoconductivité. Mentionnons que l'utilisation de cette technique expérimentale pour l'étude de conducteurs organiques constitue une première. On a pu montrer par divers arguments, que le signal de photoconductivité représente en fait la réponse bolométrique du système et est reliée à l'absorption optique. Elle se distingue des techniques habituelles du fait qu'elle nécessite l'utilisation d'un seul échantillon par opposition aux dispositions en mosaïque. De plus, elle permet de combiner aux mesures optiques des mesures de transport électrique, essentielles pour la détermination du diagramme de phase.

Une étude de la photoconductivité dans l'IRL sur le sel de Bechgaard $(TMTSF)_2ClO_4$ dans la cascade de phases ODSIC a permis d'identifier une résonance dans la gamme de longueurs d'onde entre 410 et 599 μm . Cette résonance présente, à première vue, un comportement semblable à celui d'une résonance cyclotron dans les métaux isotropes, soit un déplacement de la résonance vers les champs magnétiques faibles lorsque que l'énergie du photon diminue. Quantitativement, d'importantes déviations au comportement simple de la résonance cyclotron sont observées: écart à la linéarité et extrapolation à l'origine peu vraisemblable. Un calcul théorique du coefficient d'ab-

sorption optique a été effectué en utilisant l'approche du 'Modèle Standard' pour la description des phases ODSIC. Ce modèle montre qu'un spectre d'énergie très riche apparaît en raison de la quantification du vecteur d'emboîtement. Le coefficient d'absorption calculé témoigne de cette richesse en prédisant une série de résonances à $2\delta_N$, à $\sqrt{4\delta_N^2 + \omega_c^2}$, à $\sqrt{4\delta_N^2 + 4\omega_c^2}$, à $\sqrt{4\delta_N^2 + 9\omega_c^2}$, ... Le processus d'excitation relié à chacune des ces transitions est basée sur une interprétation de Yakovenko pour le 'Modèle Standard'. Il montre que dans la N^e phase ODSIC, l'appariement se fait entre un électron et un trou séparés de N chaînes. L'excitation d'une telle paire se fait à $2\delta_N$, l'énergie de la N^e bande interdite. Les autres résonances sont reliées au fait que dans la N^e phase, une paire électron-trou peut se retrouver séparée de $N + 1$, $N + 2$, $N + 3$, ... chaînes. Une comparaison des résultats expérimentaux avec la prédiction théorique mène à un accord satisfaisant si l'on considère le fait que le modèle ne tient pas compte de la mise en ordre des anions ClO_4 . Dans cette optique, une étude expérimentale sur le $(TMTSF)_2PF_6$ sous pression semble indiquée puisque dans ce cas, les complications reliées à la mise en ordre des anions n'est pas présente.

Dans le cas des systèmes mésoscopiques dans les régimes 2D, quasi-2D et quasi-1D, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont déjà été publiées montrant le caractère collectif des excitations optiques observées dans l'IRL. À celles-ci se greffent des études de propriétés de transport électrique, lesquelles nous renseignent sur le spectre d'énergie à une particule. Souvent, ces travaux sont dissociés de sorte qu'une interprétation globale est difficile ou basée sur des intuitions. Ici, nous avons combiné sur un même échantillon, des mesures de transport électrique et des mesures de transmission optique dans l'IRL. Cette possibilité est reliée à la conception particulière de l'échantillon et à une optimisation du montage expérimental. De cette étude expérimentale, trois régimes de modulation ont été identifiés, les régimes de modulation faible, intermédiaire et forte. Les frontières entre les régimes sont identifiés à la fois dans les mesures de transport électrique et dans les mesures de transmission optique. À notre connaissance, il s'agit d'une première étude qui met clairement en évidence les correspondances entre les différentes caractéristiques observées dans les propriétés de transport et celles obtenues dans les mesures optiques, et ce, pour chacun des trois régimes mentionnés.

Dans le régime de modulation faible, on montre que le mode collectif est un plasmon 2D dont le comportement est entièrement déterminé par la concentration moyenne et la période de la modula-

tion latérale. Ainsi, contrairement à certaines prédictions théoriques et à un résultat expérimental, l'amplitude de la modulation n'apparaît pas comme un paramètre important dans la description du comportement du mode plasmon quasi-2D. Cette conclusion s'applique aussi aux modes de Bernstein observés lorsque l'énergie du photon est comparable à celle du plasmon.

Dans les régimes de modulation intermédiaire et forte, la combinaison des mesures de transport électrique et de transmission dans l'IRL a permis d'identifier la nature du **potentiel** de confinement **nu**: il est parabolique et non-parabolique dans les régimes de modulation forte et intermédiaire, respectivement. La parabolicité du **potentiel nu** se traduit par un mode plasmon dont l'énergie ne dépend pas de la concentration électronique: c'est la conséquence du théorème de Kohn. Dans le cas non-parabolique, on trouve un mode collectif dont l'énergie varie très rapidement en fonction du confinement. De plus, d'autres modes deviennent actifs, conséquence de la non-parabolicité.

À la vue des conclusions obtenues dans cette série d'expériences, certains commentaires et suggestions d'expériences sont présentés. Dans le régime de modulation faible, la géométrie de la grille est telle que le couplage avec les modes d'ordre supérieur est très faible. Dans le but d'observer ces modes et leur couplage avec les harmoniques de la résonance cyclotron (modes de Bernstein), une grille caractérisée par un rapport t/a (largeur de fils/périodicité) différent de $1/2$ est nécessaire. À notre connaissance, il n'existe pas d'étude de leur évolution en fonction de l'intensité de la modulation. Une telle étude permettrait sûrement de préciser la validité de certaines conclusions émises pour le régime de modulation faible. Le second commentaire concerne le régime de modulation intermédiaire. Dans le régime quasi-1D, la possibilité d'observer des modes supplémentaires présente un intérêt évident puisqu'ils permettent en principe de mieux connaître la nature du potentiel de confinement et de sonder les interactions entre électrons (ce qui n'est pas possible avec un **confinement nu** parabolique en vertu du théorème de Kohn). Or, dans la présente étude, cette situation se restreint à une faible gamme de tensions de grille. On peut penser élargir ce régime de trois façons: diminuer la largeur des fils de la grille, ce qui est possiblement accessible en utilisant une évaporation à angle pour la fabrication de la grille; accroître l'espacement entre les fils de la grille; utiliser des réseaux de grilles interdigités qui permettraient d'ajuster l'écart à la parabolicité (le défi technique pour la fabrication est cependant considérable). Dans une autre limite, on pourrait penser réduire le plus possible le régime intermédiaire en augmentant la largeur des fils de la grille. En pra-

Chapitre 6: Conclusion

tique, il serait sûrement possible de doubler la largeur tout en conservant le même type de structure, la limite étant déterminée sur la base des intensités de signaux qui seraient mesurées en optique. On peut croire qu'une mesure sur un réseau composé de deux cents fils est possible.

Pour terminer, ces deux études montrent, dans beaucoup d'aspects, la variété des propriétés physiques associées à la réduction dimensionnelle. Malgré que ces deux systèmes soient étudiés depuis une quinzaine d'années, il semble qu'à ce jour, les nombreux efforts déployés pour leur compréhension ne soient pas arrivés à épuiser le sujet. Nous espérons que les résultats des travaux présentés dans cette thèse pourront conduire à une meilleure compréhension de ces systèmes et sauront stimuler d'autres projets.

Bibliographie

- [1] Y. Sun, G. Kirczenow, A. S. Sachrajda, and Y. Feng. An electrostatic model of split-gate quantum wires. *J. Appl. Phys.*, 77: 6361–6369, 1995.
- [2] D. Poilblanc, M. Héritier, G. Montambaux, and P. Lederer. Quantised density wave ordering induced by a magnetic field in quasi-one-dimensional conductors in the weak-coupling limit. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 19: L321–L329, 1986.
- [3] D. Poilblanc, G. Montambaux, M. Héritier, and P. Lederer. Quantized Hall effect in the field-induced density-wave phases of low-dimensionality conductors. *Phys. Rev. Lett.*, 58: 270–273, 1987.
- [4] A.S. Perel, J. S. Brooks, C. J. G. N. Langerak, T. J. B. M. Janssen, J. Singleton, J. A. A. J. Peremboom, and L. Y. Chiang. Magnetic field dependent energy levels in a highly anisotropic electronic material. *Phys. Rev. Lett.*, 67: 2072–2075, 1991.
- [5] S. E. Laux, D. J. Frank, and F. Stern. Quasi-one-dimensional electron states in a split-gate // *GaAs/AlGaAs* heterostructure. *Surface Sci.*, 196: 101–106, 1988.
- [6] D. A. Broido, P. Bakshi, and K. Kampa. Electromagnetic response of lower-dimensional electron systems: implications of omitting the ground state calculation. *Solid State Commun.*, 76: 613–616, 1990.
- [7] L. Wendler and R. Haupt. Plasmons in imperfect parabolic quantum-well wires: self-consistent calculations. *Phys. Rev. B*, 52: 9031–9043, 1995.
- [8] K. Bechgaard, C. S. Jacobsen, K. Mortensen, H. J. Pederson, and N. Thorup. The properties of five highly conducting salts: $(TMTSF)_2X$, $X = PF_6, AsF_6, SbF_6, BF_4$ and NO_3 , derived from tetramethyltetraselenafulvalene (*TMTSF*). *Solid State Commun.*, 33: 1119–1125, 1980.
- [9] K. Bechgaard, K. Carneiro, M. Olsen, F. B. Rasmussen, and C. S. Jacobsen. Zero-pressure organic superconductor: di-(tetramethyltetraselenafulvalenium)-perchlorate $(TMTSF)_2ClO_4$. *Phys. Rev. Lett.*, 46: 852–855, 1981.
- [10] D. Jérôme and L. G. Caron, editors. *Low-dimensional conductors and superconductors*, volume 155 of *NATO ASI Series B: Physics*. Plenum, 1987.
- [11] T. Ishigoro and K. Yamaji. *Organic superconductors*. Solid-State sciences 88. Springer-Verlag, 1990.
- [12] J.-P. Farges, editor. *Organic conductors: fundamentals and applications*. Dekker, 1994.
- [13] G. Montambaux, M. Héritier, and P. Lederer. Spin susceptibility of the two-dimensional electron gas with open Fermi surface under magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 55: 2078–2081, 1985.
- [14] G. Montambaux and D. Poilblanc. Thermodynamics of the anisotropic electron gas in a magnetic field. *Phys. Rev. B*, 37: 1913–1923, 1988.
- [15] D. Poilblanc and P. Lederer. Collective modes in an "ultraquantum crystal." I. Field-induced spin-

Bibliographie

- density-wave phases. *Phys. Rev. B*, 37: 9650–9671, 1988.
- [16] D. Poilblanc and P. Lederer. Collective modes in an "ultraquantum crystal": Field-induced spin-density-wave phases. II. Coupling between longitudinal and transverse fluctuations. *Phys. Rev. B*, 37: 9672–9685, 1988.
 - [17] G. Montambaux and P. Littlewood. Fractional quantized Hall effect in a quasi-one-dimensional conductor. *Phys. Rev. Lett.*, 62: 953–956, 1989.
 - [18] G. Montambaux, M. J. Naughton, R. V. Chamberlin, X. Yan, P. M. Chaikin, and M. Ya. Azbel. Phase boundary and magnetization in field-induced spin-density-wave systems. *Phys. Rev. B*, 39: 885–888, 1989.
 - [19] S. Kagoshima, T. Yasunaga, T. Ishiguro, H. Anzai, and G. Saito. Quenching effect on the anion ordering in the organic superconductor $(TMTSF)_2ClO_4$. *Solid State Commun.*, 46: 867–870, 1983.
 - [20] J.-P. Pouget, S. Kagoshima, T. Tamegai, Y. Nogami, K. Kubo, T. Nakajima, and K. Bechgaard. High resolution X-ray scattering study of the anion ordering phase transition of $(TMTSF)_2ClO_4$. *J. Phys. Soc. Japan*, 59: 2036–2053, 1990.
 - [21] M. Ribault, D. Jérôme, J. Tuchendler, C. Weyl, and K. Bechgaard. Low-field and anomalous high-field Hall effect in $(TMTSF)_2ClO_4$. *J. Phys. Lett.*, 44: 953–961, 1983.
 - [22] H. Schwenk, K. Andres, and F. Wudl. Resistivity of the organic superconductor ditetramethyl-tetraselenafulvalenium perchlorate, $(TMTSF)_2ClO_4$, in its relaxed, quenched, and intermediate state. *Phys. Rev. B*, 29: 500–502, 1984.
 - [23] M. J. Naughton, R. V. Chamberlin, X. Yan, S.-Y. Hsu, L. Y. Chang, M. Ya. Azbel, and P. M. Chaikin. Renentrant field-induced spin-density-wave transition. *Phys. Rev. Lett.*, 61: 621–624, 1988.
 - [24] W. Kang, S. T. Hannahs, and P. M. Chaikin. Toward a unified phase diagram in $(TMTSF)_2X$. *Phys. Rev. Lett.*, 70: 3091–3094, 1993.
 - [25] M. J. Naughton, J. S. Brooks, L. Y. Chiang, R. V. Chamberlin, and P. M. Chaikin. Magnetization study of the field-induced transition in tetramethyl-tetraselena-fulvalenium perchlorate, $(TMTSF)_2ClO_4$. *Phys. Rev. Lett.*, 55: 969–972, 1985.
 - [26] X. Yan, M. J. Naughton, R. V. Chamberlin, S. Y. Hsu, L. Y. Chiang, J. S. Brooks, and P. M. Chaikin. Rapid magnetic oscillations in an organic conductor: possibility of a new type of quantum oscillation. *Phys. Rev. B*, 36: 1799–1802, 1987.
 - [27] J. M. Delrieu, M. Roger, Z. Toffano, E. Wope Mbougue, P. Fauvel, R. Saint James, and K. Bechgaard. Nesting vector, amplitude and anisotropy of SDW in $(TMTSF)_2X$ obtained by NMR. *Physica B*, 143: 412–416, 1986.
 - [28] P. C. Stein, P. Bernier, and C. Lenoir. High resolution NMR investigation in the organic conductor $(TMTSF)_2X$, $X = ClO_4, ReO_4$. *Physica B*, 143: 491–493, 1986.
 - [29] M. Takigawa and G. Saito. ^{77}Se NMR study of the SDW state in $(TMTSF)_2ClO_4$. *Physica B*, 143: 422–424, 1986.
 - [30] M. Takigawa and G. Saito. NMR study of the molecular motion in $(TMTSF)_2ClO_4$. *Physica B*,

143: 497–499, 1986.

- [31] N. Matsunaga, H. Takeshige, T. Keitoku, M. Nagasawa, K. Nomura, and T. Sambongi. Magnetic properties in the SDW phase of $(TMTSF)_2X$. *physica B*, 194: 1265–1266, 1994.
- [32] F. Pesty, P. Garoche, and K. Bechgaard. Cascade of field-induced phase transitions in the organic metal tetramethyltetraselenafulvalenium perchlorate $[(TMTSF)_2ClO_4]$. *Phys. Rev. Lett.*, 55: 2495–2498, 1985.
- [33] N. A. Fortune, J. S. Brooks, M. J. Graf, G. Montambaux, L. Y. Chang, J. A. A. J. Perenboom, and D. Althof. Specific-heat study of the anomalous quantum limit of $(TMTSF)_2ClO_4$. *Phys. Rev. Lett.*, 64: 2054–2057, 1990.
- [34] U. Scheven, W. Kang, and P. M. Chaikin. An experimental reinvestigation of the thermodynamics of the field induced SDW in $(TMTSF)_2ClO_4$. *J. Phys. IV Coll. C2*, 3: 287–292, 1993.
- [35] W. A. Challenger, P. L. Richards, and R. L. Greene. Far infrared properties of $(TMTSF)_2ClO_4$. *J. Phys. Coll. C3*, 44: 873–878, 1983.
- [36] H. K. Ng, T. Timusk, and K. Bechgaard. Far-infrared properties of $(TMTSF)_2ClO_4$ at low temperature. *J. Phys. Coll. C3*, 44: 867–872, 1983.
- [37] J. E. Eldridge and G. S. Bates. The far-infrared properties of $(TMTSF)_2PF_6$ and $(TMTSF)_2ClO_4$ at 6 K. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 119: 183–190, 1985.
- [38] H. K. Ng and T. Timusk. Far-infrared studies of di-tetramethyltetraselenafulvalenium salts. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 119: 191–200, 1985.
- [39] D. Pedron, R. Bozio, M. Meneghetti, and C. Pecile. Electronic interactions in the organic conductors $(TMTSF)_2X$ ($X = ClO_4$ and PF_6) and $(TMTTF)_2X$ ($X = Br$ and PF_6) from their infrared spectra. *Phys. Rev. B*, 49: 10893–10907, 1994.
- [40] N. Cao, T. Timusk, and K. Bechgaard. Unconventional electrodynamical response of the quasi-one-dimensional organic conductor $(TMTSF)_2ClO_4$. *J. Phys. I (France)*, 6: 1719–1726, 1996.
- [41] K.-F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson, and M. Pepper. Magnetic depopulation of 1D subbands in a narrow 2D electron gas in a $GaAs : AlGaAs$ heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, 57: 1769–1772, 1986.
- [42] T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, and G. J. Davies. One-dimensional conduction in the 2D electron gas of a $GaAs - AlGaAs$ heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, 56: 1198–1201, 1986.
- [43] J. Alsmeier, C. Sikorski, and U. Merkt. Subband spacing of quasi-one-dimensional channels on $InSb$. *Phys. Rev. B*, 37: 4314–4316, 1988.
- [44] F. Brinkop, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and K. Ploog. One-dimensional subbands of narrow electron channels in gated $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 37: 6547–6550, 1988.
- [45] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog. One-dimensional electronic systems in ultrafine mesa-etched single and multiple quantum well wires. *Appl. Phys. Lett.*, 53: 2176–2178, 1988.
- [46] F. Hirler, J. Smoliner, E. Gornik, G. Weimann, and W. Schlapp. Energy levels in quantum wires

- studied by tunneling and magnetotransport experiments. *Appl. Phys. Lett.*, 57: 261–263, 1990.
- [47] G. Berthold, J. Smoliner, E. Gornik, G. Bohm, G. Weimann, T. Suski, P. Wisniewski, C. Hamaguchi, N. Mori, and H. Momose. Magnetophonon resonances in quantum wires. *Surface Sci.*, 305: 637–642, 1994.
 - [48] H. Drexler, W. Hansen, S. Manus, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. One-dimensional electron channels in the quantum limit. *Phys. Rev B*, 49: 14074–14077, 1994.
 - [49] R. G. Mani, K. von Klitzing, E. Vasiliadou, P. Grambow, and K. Ploog. Magnetotransport study of *GaAs/AlGaAs* quantum wires. *Surface Sci.*, 305: 654–658, 1994.
 - [50] M. Yamamoto, S. Nakata, k. Aihara, and T. Mizutani. The dependence of boundary scattering in split-gate quantum wires on the transverse mode number. *Solid-State Electronics*, 37: 705–707, 1994.
 - [51] G. Ploner, J. Smoliner, G. Strasser, and E. Gornik. Temperature-dependent magnetotransport properties for systems of few quantum wires. *Physica B*, 227: 24–30, 1996.
 - [52] D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann. Magnetoresistance oscillations in a two-dimensional electron gas induced by a submicrometer periodic potential. *Europhys. Lett.*, 8: 179–184, 1989.
 - [53] R. R. Gerhardts, D. Weiss, and K. von Klitzing. Novel magnetoresistance oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron gas. *Phys. Rev Lett.*, 62: 1173–1176, 1989.
 - [54] R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, and K. Ploog. Landau-band conductivity in a two-dimensional system modulated by an artificial one-dimensional superlattice potential. *Phys. Rev Lett.*, 62: 1177–1180, 1989.
 - [55] P. H. Beton, E. S. Alves, P. C. Main, M. V. Dellow, M. Henini, O. H. Hughes, S. P. Beaumont, and C. D. Wilkinson. Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a strong periodic potential. *Phys. Rev B*, 42: 9229–9232, 1990.
 - [56] M. Davison, R. P. Taylor, E. S. Alves, P. H. Beton, M. Dellow, P. C. Main, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, S. P. Beaumont, and C. D. Wilkinson. Temperature and angular dependence of magnetoresistance oscillations in a 2DEG subjected to a periodic potential. *Physica B*, 165: 867–868, 1990.
 - [57] P. H. Beton, M. W. Dellow, P. C. Main, E. S. Alves, L. Eaves, S. P. Beaumont, and C. D. Wilkinson. Magnetic breakdown of a two-dimensional electron gas in a periodic potential. *Phys. Rev B*, 43: 9980–9983, 1991.
 - [58] R. R. Gerhardts, D. Weiss, and U. Wulf. Magnetoresistance oscillations in a grid potential: indication of a Hofstadter-type energy spectrum. *Phys. Rev B*, 43: 5192–5195, 1991.
 - [59] A. K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S. V. Dubonos, and P. E. Lindelof. High-field magnetoresistance in a periodically modulated two-dimensional electron gas. *Phys. Rev B*, 46: 4324–4327, 1992.
 - [60] J. H. Davies and I. A. Larkin. Theory of potential modulation in lateral surface superlattices. *Phys. Rev B*, 49: 4800–4809, 1994.

- [61] P. D. Ye, D. Weiss, R. R. Gerhardts, K. von Klitzing, K. Ebert, H. Nickel, and C. T. Foxon. Strain-induced magnetoresistance oscillations in $GaAs - AlGaAs$ heterojunctions with ferromagnetic and superconducting submicrometer gratings. *Semicond. Sci. Technol.*, 10: 715–719, 1995.
- [62] E. Skuras, A. R. Long, I. A. Larkin, J. H. Davies, and M. C. Holland. Anisotropic piezoelectric effect in lateral surface superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 70: 871–873, 1997.
- [63] K.-F. Berggren and D. J. Newson. Magnetic depopulation of electronic sub-bands in low-dimensional semiconductor systems and their influence on the electrical resistivity and Hall effect. *Semicond. Sci. and Technol.*, 1: 327–337, 1986.
- [64] U. Wulf. Electron states in n -type layers with periodic microstructure. *Phys. Rev. B*, 35: 9754–9757, 1987.
- [65] K.-F. Berggren and G. Roos and H. van Houten. Characterization of very narrow quasi-one-dimensional quantum channels. *Phys. Rev. B*, 37: 10118–10124, 1988.
- [66] C. W. Beenaker and H. van Houten. Boundary scattering and weak localisation of electrons in a magnetic field. *Phys. Rev. B*, 38: 3232–3240, 1988.
- [67] J. H. Davies. Electronic states in narrow semiconducting wires near threshold. *Semicond. Sci. Technol.*, 3: 995–1009, 1988.
- [68] U. Wulf, V. Gudmundsson, and R. R. Gerhardts. Screening properties of the two-dimensional electron gas in the quantum Hall regime. *Phys. Rev. B*, 38: 4218–4230, 1988.
- [69] U. Wulf and R. R. Gerhardts. Groundstate properties of an electron gas in a magnetic field at the cross-over from two- to one-dimensional behavior. In H. Heinrich, G. Bauer, and F. Kuchar, editors, *Springer Series in Solid-State Sciences: Physics and Technology of Submicron Structures*, volume 83, pages 162–175. Springer-Verlag, 1988.
- [70] C. W. J. Beenakker. Guiding-center-drift in a periodically modulated two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 62: 2020–2023, 1989.
- [71] D. A. Wharam, U. Ekenberg, M. Pepper, D. G. Hasko, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, D. C. Peacock, and G. A. C. Jones. Empirical relation between gate voltage and electrostatic potential in the one-dimensional electron gas of a split-gate device. *Phys. Rev. B*, 39: 6283–6286, 1989.
- [72] D. Weiss, C. Zhang, R. R. Gerhardts, K. von Klitzing, and G. Weimann. Density of states in a two-dimensional electron gas in the presence of a one-dimensional superlattice potential. *Phys. Rev. B*, 39: 13020–13023, 1989.
- [73] R. R. Gerhardts and C. Zhang. Comment on "Guiding-center-drift resonance in a periodically modulated two-dimensional electron gas". *Phys. Rev. Lett.*, 64: 1473, 1990.
- [74] H. Bruus, K. Flensberg, and H. Smith. Magnetoconductivity of quantum wires with elastic and inelastic scattering. *Phys. Rev. B*, 48: 11144–11155, 1993.
- [75] U. Wulf, J. Kucera, and A. H. MacDonald. Giant oscillations in the Hall conductivity of weakly coupled quantum wires. *Phys. Rev. B*, 47: 1675–1678, 1993.
- [76] G. Bastard and J. Y. Marzin. Hartree-like calculations of energy levels in quantum wires. *Solid States Commun.*, 91: 39–43, 1994.

Bibliographie

- [77] T. Suzuki and T. Ando. Self-consistent confinement potential of quantum wires in high magnetic fields. *Physica B*, 201: 345–348, 1994.
- [78] P. Boggild, A. Boisen, K. Birkelund, C. B. Sorensen, R. Taboryski, and P. E. Lindelof. Effects of small-angle scattering on Weiss oscillations in *GaAs* lateral superlattice. *Phys. Rev. B*, 51: 7333–7336, 1995.
- [79] I. A. Larkin and J. H. Davies. Edge of the two-dimensional electron gas in a gated heterostructure. *Phys. Rev. B*, 52: R5535–5538, 1995.
- [80] I. A. Larkin and J. H. Davies. Edge of the two-dimensional electron gas in a gated heterostructure. *Surface Sci.*, 361: 517–520, 1996.
- [81] T. Suzuki and T. Ando. Self-consistent results in quantum wires in magnetic fields: Temperature effects. *Physica B*, 227: 46–49, 1996.
- [82] U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager, J. P. Kotthaus, and W. Beinvog. Minigaps in the plasmon dispersion of a two-dimensional electron gas with spatially modulated charge density. *Phys. Rev. Lett.*, 53: 1485–1488, 1984.
- [83] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog. Nonlocality in the two-dimensional plasmon dispersion. *Phys. Rev. Lett.*, 54: 2367–2370, 1985.
- [84] E. Batke, D. Heitmann, and C. W. Tu. Plasmon and magnetoplasmon excitation in two-dimensional electron space-charge layers on *GaAs*. *Phys. Rev. B*, 34: 6951–6960, 1986.
- [85] W. Hansen, M. Horst, J. P. Kotthaus, U. Merkt, C. Sikorski, and K. Ploog. Intersubband resonance in quasi-one-dimensional inversion channels. *Phys. Rev. Lett.*, 58: 2586–2589, 1987.
- [86] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog. Far-infrared response of one-dimensional electronic systems in single- and two-layered quantum wires. *Phys. Rev. B*, 38: 12732–12735, 1988.
- [87] W. Hansen and J. P. Kotthaus. Quasi-one-dimensional electron channels in *AlGaAs/GaAs* heterojunctions. In H. Heinrich, G. Bauer, and F. Kuchar, editors, *Springer Series in Solid-State Sciences: Physics and Technology of Submicron Structures*, volume 83, pages 187–196. Springer-Verlag, 1988.
- [88] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog. One-dimensional plasmons in *AlGaAs/GaAs* quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 66: 2657–2660, 1991.
- [89] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog. Far-infrared spectroscopy of one- and zero-dimensional electronic systems. *Superlatt. Microstruc.*, 9: 285–292, 1991.
- [90] H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. Nonparabolic confinement in quantum wire superlattices. *Phys. Rev. B*, 46: 12849–12852, 1992.
- [91] R. J. Wilkinson, C. D. Ager, T. Duffield, H. P. Hughes, D. G. Hasko, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, C. R. Whitehouse, and N. Apsley. Plasmon excitation and self-coupling in a bi-periodic modulated two-dimensional electron gas. *J. Appl. Phys.*, 71: 6049–6061, 1992.
- [92] K. Eberl, P. Grambow, A. Lehmann, A. Kurtenbach, K. von Klitzing, D. Heitmann, M. Dilger,

Bibliographie

- and M. Hohenstein. Quantum wires prepared by molecular beam epitaxy regrowth on patterned *AlGaAs* buffer layers. *Appl. Phys. Lett.*, 63: 1059–1061, 1993.
- [93] Y Zhao, D. C. Tsui, M. Santos, M. Shayegan, D. A. Antoniadis, R. A. Ghanbari, H. I. Smith, and K. Kempa. Mode softening in the far-infrared excitation of quantum-wire arrays. *Phys. Rev. B*, 48: 5249–5255, 1993.
- [94] G. Hertel, H. Drexler, W. Hansen, A. Schmeller, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. Widely tuneable quantum wire arrays in MISFET-type heterojunctions with a stacked gate. *Solid-State Elec.*, 37: 1289–1292, 1994.
- [95] C. Lettau, M. Wendel, A. Schmeller, W. Hansen, J. P. Kotthaus, W. Klein, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann, and M. Holland. dc and high-frequency transport in quasi-one-dimensional quantum wires with rough boundaries. *Phys. Rev. B*, 50: 2432–2443, 1994.
- [96] C. Lettau, M. Wendel, A. Schmeller, W. Hansen, J. P. Kotthaus, G. Böhm, G. Weimann, and M. Holland. Comparison of far-infrared- and dc-conductivity of electron systems laterally patterned by low-energy ion beam exposure. *Solid-State Elec.*, 37: 1207–1210, 1994.
- [97] V. Gudmundsson, A. Brataas, P. Grambow, B. Meurer, T. Kurth, and D. Heitmann. Bernstein modes in quantum wires and dots. *Phys. Rev. B*, 51: 17744–17754, 1995.
- [98] C. Lettau, W. Hansen, J. P. Kotthaus, A. Lorke, A. C. Gossard, and J. H. English. High-frequency conductivity of ion-beam-defined quantum wires with a self-aligned gate. *Semicond. Sci. Technol.*, 10: 865–869, 1995.
- [99] A. Brataas, V. Gudmundsson, A. G. Mal'shukov, and K. A. Chao. The evolution of Bernstein modes in quantum wires with increasing deviation from parabolic confinement. *J. Phys.: Cond. Matt.*, 8: 4797–4804, 1996.
- [100] D. E. Bangert, R. J. Stuart, H. P. Hughes, D. A. Ritchie, and J. E. F. Frost. Bernstein modes in grating-coupled 2DEGs. *Semicond. Sci. Technol.*, 11: 352–359, 1996.
- [101] W. R. Frank, A. O. Govorov, J. P. Kotthaus, C. Steinebach, V. Gudmundsson, W. Hansen, and M. Holland. Magnetoplasmon mode in connected quantum-wire pairs. *Phys. Rev. B*, 55: R1950–R1953, 1997.
- [102] S. P. Riege, T. Kurth, F. Runkel, D. Heitmann, and K. Eberl. Confinement potential and surface state density in deep-mesa etched quantum wires. *Appl. Phys. Lett.*, 70: 111–113, 1997.
- [103] G. Fasol, N. Mestres, H. P. Hughes, A. Fischer, and K. Ploog. Raman scattering by coupled-layer plasmons and in-plane two-dimensional single-particle excitations in multi-quantum-well structures. *Phys. Rev. Lett.*, 56: 2517–2520, 1986.
- [104] T. Egeler, G. Abstreiter, G. Weimann, T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and W. Schlapp. Anisotropic plasmon dispersion in a lateral quantum-wire superlattice. *Phys. Rev. Lett.*, 65: 1804–1807, 1990.
- [105] T. Zettler, C. Peters, J. P. Kotthaus, and K. Ploog. *Surf. Sci.*, 229: 388, 1990.
- [106] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. M. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. One-dimensional plasmon dispersion and dispersionless intersubband excitations in *GaAs* quantum wires. *Phys.*

Bibliographie

- Rev. Lett.*, 67: 3298–3301, 1991.
- [107] C. Dahl, B. Jusserand, A. Izrael, J. M. Gerard, L. Ferlazzo, and B. Etienne. Plasmons in the modulated and confined 2DEG: a Raman scattering study. *Superlatt. Microstruc.*, 15: 441–445, 1994.
 - [108] R. Strenz, U. Buckelmann, F. Hirler, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann. Single-particle excitations in quasi-zero and quasi-two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. Lett.*, 73: 3022–3025, 1994.
 - [109] A. Schmeller, A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. M. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Inelastic light scattering by spin-density, charge-density, and single-particle excitations in *GaAs* quantum wires. *Phys. Rev. B*, 49: 14778–14781, 1994.
 - [110] A. Schmeller, A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. M. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Inelastic light scattering by electrons in *GaAs* quantum wires: spin-density, charge-density and single-particle excitations. *Solid-State Elect.*, 37: 1281–1284, 1994.
 - [111] R. Strenz, V. Robkopf, F. Hirler, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Trankle, and G. Weimann. Confined plasmons in shallow etched quantum wires. *Semicond. Sci. Technol.*, 9: 399–403, 1994.
 - [112] P. D. Wang, Y. P. Sotomayor Torres, M. C. Holland, D. J. Lockwood, P. Hawrylak, J. J. Palacios, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, and J. A. A. J. Perenboom. Optical emission and Raman scattering in modulation-doped *GaAs* – *AlGaAs* quantum wires and dots. *Superlatt. Microstruc.*, 15: 23–27, 1994.
 - [113] G. Schedelbeck, R. Strenz, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann. Resonant inelastic light scattering by plasmons at the crossover from two- to one-dimensional behavior. *Solid States Commun.*, 93: 569–574, 1995.
 - [114] C. Schüller, G. Biese, K. Keller, C. Steinebach, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Eberl. Single-particle excitations and many-particle interactions in quantum wires and dots. *Phys. Rev. B*, 54: R17304–R17307, 1996.
 - [115] C. Steinebach, R. Krahne, G. Biese, C. Schüller, D. Heitmann, and K. Eberl. Internal electron-electron interactions in one-dimensional systems detected by Raman spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 54: R14281–R14284, 1996.
 - [116] E. G. Mohr and D. Heitmann. Interaction of magnetoplasmons and cyclotron resonance harmonics in electron inversion layers on *Si*(100). *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 15: L753–L756, 1982.
 - [117] M. Helm, E. Colas, P. England, F. DeRosa, , and S. J. Allen Jr. Observation of grating-induced intersubband emission from *GaAs/AlGaAs* superlattices. *Appl. Phys. Lett.*, 53: 1714–1716, 1988.
 - [118] C. T. Liu, K. Nakamura, D. C. Tsui, K. Ismail, D. A. Antoniadis, and H. I. Smith. Far-infrared transmission measurements on grid-gate *GaAs/AlGaAs* lateral-surface- superlattice structures. *Surface Sci.*, 228: 527–531, 1990.
 - [119] H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland, and S. P. Beaumont. Far-infrared photocurrent of quantum wires. *Appl. Phys. Lett.*, 64: 2270–2272, 1994.
 - [120] V. Rosskopf, P. Auer, E. Gornik, R. Strenz, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann. Far-infrared-

- study of shallow etched quantum wires on a high mobility $GaAs/AlGaAs$ heterostructures and quantum-well. *Solid-State Elec.*, 40: 333–337, 1996.
- [121] M. Kohl, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog. One-dimensional magneto-excitons in // $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 63: 2124–2127, 1989.
 - [122] J. S. Weiner, G. Danan, A. Pinczuk, L. N. Pfeiffer, and K. West. Electron gas in semiconductor multiple quantum wires: spatially indirect optical transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 63: 1641–1644, 1989.
 - [123] J. M. Calleja, A. R. Goni, B. S. Dennis, J. S. Weiner, A. Pinczuk, A. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, K. W. West, J. F. Müller, and A. E. Ruckenstein. Large optical singularities of the one-dimensional electron gas in semiconductor quantum wires. *Solid State Commun.*, 79: 911–915, 1991.
 - [124] H. Kanbe, A. Chavez-Pirson, H. Ando, H. Saito, and T. Fukui. Direct observation of optical anisotropy in a $GaAs/AlAs$ quantum well wire array. *Appl. Phys. Lett.*, 58: 2969–2971, 1991.
 - [125] A. S. Plaut, H. Lage, P. Grambow, D. Heitmann, K. von Klitzing, and K. Ploog. Direct magneto-optical observation of a quantum confined one-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 67: 1642–1645, 1991.
 - [126] A. S. Plaut, H. Lage, U. Wulf, P. Grambow, D. Heitmann, and K. Ploog. Magneto-optical studies of the energy spectrum of confined electrons in isolated one-dimensional channels. *Superlatt. Microstruc.*, 9: 293–296, 1991.
 - [127] R. Cingolani, R. Rinaldi, M. Ferrara, G. C. La Rocca, H. Lage, D. Heitmann, K. Ploog, and H. Kalt. Band-gap renormalization in quantum wires. *Phys. Rev. B*, 48: 14331–14337, 1994.
 - [128] C. Gréus, R. Spiegel, F. Faller, and A. Forchel. Lateral quantization effects in the optical properties of barrier modulated $InGaAs/GaAs$ wires. *J. de Phys. IV*, pages 139–142, 1993.
 - [129] M. Bayer, A. Forchel, I. E. Itskevich, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, C. Gréus, R. Spiegel, and F. Faller. Magnetic-field-induced breakdown of quasi-one-dimensional quantum-wire quantization. *Phys. Rev. B*, 49: 14782–14785, 1994.
 - [130] F. Hirler, R. Strenz, R. Kuchler, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann. Information on the confinement potential in $GaAs/AlGaAs$ wires from magnetoluminescence experiments. *Surface Sci.*, 305: 591–596, 1994.
 - [131] G. Abstreiter, R. Strenz, G. Schedelbeck, and E. Silveira. Electronic excitations in quantum wires and dots. *Physica B*, 227: 6–10, 1996.
 - [132] Q. P. Li, K. Karrai, S. K. Yip, S. Das Sarma, and H. D. Drew. Electrodynamical response of a harmonic atom in an external magnetic field. *Phys. Rev. B*, 43: 5151–5154, 1991.
 - [133] S. K. Yip. Magneto-optical absorption by electrons in the presence of parabolic confinement potentials. *Phys. Rev. B*, 43: 1707–1718, 1991.
 - [134] D. E. Bangert, R. J. Stuart, R. E. Tyson, and H. P. Hughes. Magneto-plasmons in grating-coupled modulated 2DEG. *Superlatt. Microstruc.*, 13: 225–228, 1993.
 - [135] M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campmann, and A. C. Gossard. Interband transitions in band gap engineered parabolic potential wells. *Superlatt. Microstruc.*, 19: 55–60, 1996.

Bibliographie

- [136] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles. Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer. *Solid State Commun.*, 24: 273–277, 1977.
- [137] M. V. Krasheninnikov and A. V. Chaplik. Two-dimensional plasma waves in superlattices. *Sov Phys. Semicond.*, 15: 19–23, 1981.
- [138] M. L. Glasser. Longitudinal dielectric behavior of a two-dimensional electron gas in a uniform magnetic field. *Phys. Rev. B*, 28: 4387–4396, 1983.
- [139] A. V. Chaplik and D. Heitmann. Geometric resonance of two-dimensional magnetoplasmons. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 18: 3357–3363, 1985.
- [140] G. Eliasson, P. Hawrylak, J.-W. Wu, and J. J. Quinn. Magnetoplasma modes of a two-dimensional electron gas with spatially periodic charge density. *Solid State Commun.*, 60: 3–6, 1986.
- [141] H. L. Cui, V. Fessatidis, and N. J. M. Horing. Commensurability oscillations in magnetoplasmons of a density-modulated two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 63: 2598–2601, 1989.
- [142] W.-M. Que and G. Kirczenow. Quantum theory of plasmons in lateral multiwire superlattices in the presence of subband quantization: intersubband plasmons. *Phys. Rev. B*, 39: 5998–6007, 1989.
- [143] U. Wulf, E. Zeeb, P. Gies, R. R. Gerhardt, and W. Hanke. Magnetoplasmon excitations in a periodically modulated two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 41: 3113–3116, 1990.
- [144] U. Wulf, E. Zeeb, P. Gies, R. R. Gerhardt, and W. Hanke. Magnetoplasmons in an electron gas at the crossover from two- to one-dimensional behavior. *Phys. Rev. B*, 42: 7637–7640, 1990.
- [145] G. Eliasson, J.-W. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn. Magnetoplasma modes of a spatially periodic two-dimensional electron gas. *Solid States Commun.*, 60: 41–44, 1986.
- [146] A. V. Chaplik. Dynamical screening in the far-infrared absorption of quasi-one-dimensional microstructures. *Superlatt. Microstruct.*, 6: 329–332, 1989.
- [147] G. Gumbs and X. Zhu. Bulk and edge plasmons in multiple-striped superlattices. *Solid State Commun.*, 70: 389–392, 1989.
- [148] C. Dahl. Plasmons in periodically modulated inversion layers. *Phys. Rev. B*, 41: 5763–5769, 1990.
- [149] V. Shikin, T. Demel, and D. Heitmann. Plasma and single particle excitations in quasi-one-dimensional electron systems. *Surface Sci.*, 229: 276–278, 1990.
- [150] G. Gumbs, D. Huang, and D. Heitmann. Lateral tunneling, depopulation, and crossover effects on magnetoplasmons in multiwire superlattices. *Phys. Rev. B*, 44: 8084–8096, 1991.
- [151] S. Katayama. Far-infrared transmission spectra of laterally confined 2D plasma in quantum wires. *J. Phys. Soc. Jpn*, 60: 1123–1131, 1991.
- [152] Q. P. Li and S. Das Sarma. Elementary excitation spectrum of a one-dimensional electron systems in confined semiconductor structures: Zero magnetic field. *Phys. Rev. B*, 43: 11768–11786, 1991.
- [153] Q. P. Li and S. Das Sarma. Elementary excitation spectrum of one-dimensional electron systems in confined semiconductor structures: finite magnetic field. *Phys. Rev. B*, 44: 6277–6283, 1991.
- [154] L. Wendler, R. Haupt, and R. Pechstedt. Coupled plasmon-phonon excitations in quasi-one-dimensional quantum-well wires. *Phys. Rev. B*, 43: 14669–14673, 1991.

Bibliographie

- [155] S. Katayama. Far-infrared transmission spectra of a laterally confined 2D plasma in quantum wires: influence of a magnetic field. *Surface Sci.*, 263: 359–362, 1992.
- [156] P. W. Park, A. H. MacDonald, and W. L. Schaich. Density response in laterally modulated two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. B*, 46: 12635–12648, 1992.
- [157] W. L. Schaich and A. H. MacDonald. Confined plasmons. *Solid State Commun.*, 83: 779–782, 1992.
- [158] L. Wendler, V. G. Grigoryan, and R. Haupt. Retardation effects on intra- and intersubband plasmons in quasi-one-dimensional quantum-well wires. *Superlatt. Microstruc.*, 12: 501–504, 1992.
- [159] L. Wendler, R. Haupt, and R. Pechstedt. Many-particle effects in quantum-well wires: plasmon-phonon coupling and depolarization effect. *Surface Sci.*, 263: 363–367, 1992.
- [160] G. Gumbs and D. Huang. Optical absorption and magnetotransport in quantum wires in a perpendicular magnetic field. *Superlat. Microstruc.*, 16: 115–120, 1994.
- [161] D. Huang, G. Gumbs, and N. J. M. Horing. Magneto-optical absorption in a one-dimensional array of narrow antiwires. *Phys. Rev. B*, 49: 11463–11466, 1994.
- [162] L. Wendler and V. G. Grigoryan. Magnetoplasma excitations in quantum-well wires. *Phys. Rev. B*, 49: 13607–13610, 1994.
- [163] G. Rindorf, H. Soling, and N. Thorup. The structure of Di(2,3,6,7-tetramethyl-1,4,5,8-tetraselenafulvalenium) perrhenate $(TMTSF)_2ReO_4$, and perchlorate $(TMTSF)_2ClO_4$. *Acta Cryst.*, pages 2805–2808, 1982.
- [164] Numéro spécial. DX centres and other metastable defects in semiconductors. *Semicond. Sci. Technol.*, 6: B1–B154, 1991.
- [165] K. Kajimura, H. Tokumoto, M. Tokumoto, K. Murata, T. Ukachi, H. Anzai, T. Ishiguro, and G. Saito. Spin-density-wave and superconducting states in thermally quenched $(TMTSF)_2ClO_4$. *Solid State Commun.*, 44: 1573–1576, 1982.
- [166] N. G. Douglas. *Millimetre and submillimetre wavelength lasers*. Springer-Verlag, 1989.
- [167] W.-S. Zhu, J. R. Izatt, and B. K. Deka. Pyroelectric detection of submicrosecond laser pulses between 230 and 530 μm . *Appl. Optics*, 28: 3647–3651, 1989.
- [168] L. P. Richards. Bolometers and infrared and millimeter waves. *J. Appl. Phys.*, 76: 1–24, 1994.
- [169] W. H. Bloch and O. L. Gaddy. Thin metal film room-temperature IR bolometers with nanosecond response time. *IEEE: J. Quantum Elect.*, 9: 1044–1053, 1973.
- [170] D. P. Neikirk, W. W. Lam, and B. B. Rutledge. Far-infrared microbolometer detectors. *Int. J. Infra. Milli. Waves*, 5: 245–278, 1984.
- [171] L. P. Gor'kov and A. G. Lebed'. On the stability of the quasi-one-dimensional metallic phase in magnetic fields against the spin density formation. *J. Phys. Lett.*, 45: L433–L440, 1984.
- [172] A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, and I. E. Dzyaloshinski. *Methods of quantum field theory in statistical physics*. Dover, 1963.
- [173] D. Poilblanc. *Théorie des phases onde de densité de spin induites par le champ magnétique dans*

Bibliographie

- conducteurs organiques très anisotropes*. PhD thesis, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1988.
- [174] L. Degiorgi, M. Dressel, A. Schwartz, B. Alavi, and G. Grüner. Direct observation of the spin-density-wave gap in $(TMTSF)_2PF_6$. *Phys. Rev. Lett.*, 76: 3838–3841, 1996.
 - [175] S. Donovan, Y. Kim, L. Degiorgi, M. Dressel, G. Grüner, and W. Wonneberger. Electrodynamics of the spin-density-wave ground state: optical experiments on $(TMTSF)_2PF_6$.
 - [176] V. Yakovenko and H.-S. Goan. Quantum Hall effect in quasi-1D conductors: roles of moving FISDW, finite temperature and edge states. *J. Phys. I (France)*, 6: 1917–1937, 1996.
 - [177] J. Lefebvre, J. Beerens, C. Bourbonnais, L. G. Caron, C. Lenoir, and P. Batail. Gap determination in the field-induced-spin-density-wave state of $(TMTSF)_2ClO_4$ via far-infrared photoconductivity. *Phys. Rev. Lett.*, 72: 3417–3420, 1994.
 - [178] T. J. B. M. Janssen, A. S. Perel, A. M. Gerrits, W. Kang, J. S. Brooks, A. Wittlin, J. A. A. J. Perenboom, and P. J. M. van Bentum. Far-infrared spectroscopy of the field-induced spin-density-wave gap in $(TMTSF)_2ClO_4$. *Phys. Rev. B*, 46: 8663–8666, 1992.
 - [179] J. Lefebvre, J. Beerens, C. Bourbonnais, L. G. Caron, C. Lenoir, and P. Batail. Far infrared photoconductivity of $(TMTSF)_2ClO_4$ in magnetic field. *Synth. Met.*, 55.
 - [180] T. Osada, N. Miura, and G. Saito. Oscillatory magnetoresistance in the field-induced SDW state in $(TMTSF)_2ClO_4$. *Solid State Commun.*, 60: 441–444, 1986.
 - [181] X. Yan, M. J. Naughton, R. V. Chamberlin, L. Y. Chiang, S. Y. Hsu, and P. M. Chaikin. On the sdh-like oscillations in $(TMTSF)_2ClO_4$. *Synth. Metals*, 27: B145–B150, 1988.
 - [182] J. Lefebvre, J. Beerens, C. Bourbonnais, C. Lenoir, and P. Batail. Far-infrared photoconductivity resonance in the fisdw phase of $(TMTSF)_2ClO_4$. *Synth. Met.*, 86: 1957–1958, 1997.
 - [183] G. Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. les éditions de physiques, 1988.
 - [184] A. Messiah. *Quantum mechanics*, volume 1, chapter 6. John Wiley Sons, Inc., 1976.
 - [185] T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer, and B. P. Van de Gaag. Boundary scattering in quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 63: 2128–2131, 1989.
 - [186] K. Nakamura, D. C. Tsui, F. Nihey, H. Toyoshima, and T. Itoh. Electron focusing with multiparallel one- dimensional channels made by focused ion beam. *Appl. Phys. Lett.*, 56: 385–387, 1990.
 - [187] W. Kohn. Cyclotron resonance and de Haas-van Alphen oscillations of an interacting electron gas. *Phys. Rev.*, 123: 1242–1244.
 - [188] L. Brey, N. F. Johnson, and B. I. Halperin. Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells. *Phys. Rev. B*, 40: 10647–10649, 1989.
 - [189] P. A. Maksym and T. Chakraborty. Quantum dots in a magnetic field: role of electron-electron interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 65: 108–111, 1990.
 - [190] S. J. Allen Jr, D. C. Tsui, and R. A. Logan. Observation oh the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers. *Phys. Rev. Lett.*, 38: 980–983, 1977.

Bibliographie

- [191] T. N. Theis. Plasmons in inversion layers. *Surface Sci.*, 98: 515–532, 1980.
- [192] H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Observation on intersubband scattering in a 2-dimensional electron system. *Solid State Commun.*, 41: 707–709, 1982.
- [193] H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Backside-gated modulation-doped $GaAs - (AlGa)As$ heterojunction interface. *Appl. Phys. Lett.*, 39: 493–495, 1981.
- [194] D. C. Tsui, A. C. Gossard, G. Kaminsky, and W. Wiegmann. Transport properties of $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ heterojunction field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 39: 712–714, 1981.